

Untersuchung breitbandiger THz-Komponenten: Schottkydetektoren und photokonduktive Elemente

Vom Fachbereich Elektrotechnik und Informationstechnik
der Technischen Universität Darmstadt
zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)
genehmigte

DISSERTATION

von

DIPL.-ING. DANIEL SCHÖNHERR

Geboren am 30. April 1979 in Fulda

Referent : Prof. Dr.-Eng. Dr. h.c. mult. H.L. Hartnagel

Korreferent : Prof. Dr.-Ing. R. Jakoby

Tag der Einreichung : 20. Juni 2011

Tag der mündlichen Prüfung : 19. September 2011

D17
Darmstadt 2012

VORWORT

Zu Beginn dieses Buches möchte ich jene nennen, die mich während meiner Zeit am Institut für Mikrowellenelektronik unterstützt haben und die zum Gelingen dieser Dissertation beigetragen haben.

Allen voran danke ich Prof. Hartnagel für die Betreuung meiner Promotion. Er ließ mir die nötige Freiheit bei der thematischen Ausrichtung und gab mir die Möglichkeit, an einer Vielzahl unterschiedlicher Projekten mitwirken zu können. Daneben geht mein Dank an Prof. Jakoby für die Übernahme des Korreferendariats und an Prof. Meißner für seine Diskussionsfreude an vielen Fragestellungen.

Sehr bedanke ich mich bei Dr. Cezary Sydlo, auf dessen Hilfsbereitschaft und Erfahrungsschatz ich immer zählen konnte. Auch an die anderen der THz-Gruppe geht mein Dank: an Dr. Michael Feiginov für das Stellen kritischer Fragen, an Dr. Thorsten Göbel für die vielfältige Zusammenarbeit, an Dr. Oleg Cojocari für die Kooperation auf dem Gebiet der THz-Dioden und an Ion Oprea für die gegenseitige Unterstützung.

Nicht versäumen möchte ich, Dr. Heinz Gunther Bach vom HHI Berlin für die Zusammenarbeit auf dem Gebiet der pin-Dioden zu danken, Peter Kießlich und Andreas Semrad zu erwähnen, die als Ansprechpartner in mechanischen und labortechnischen Fragen unerlässlich waren, sowie Prof. Roger Lewis, Dr. Stuart Hargreaves und Colin Bleasdale von der Universität in Wollongong zu nennen, da der Austausch und die gemeinsamen Arbeiten sehr hilfreich waren.

Ein besonderer Dank geht an Cezary, Michael, Oleg, Dr. Jacqueline Rausch, Dr. Daniel Gölz, Dr. Sandro Jatta und Christina Schönherr für die Korrektur dieser Arbeit, an meine Eltern für ihre Zuversicht und an Yve für ihre Geduld.

KURZFASSUNG

Der Terahertz (THz)-Bereich des elektromagnetischen Spektrums bietet aufgrund der besonderen Interaktion zwischen THz-Strahlung und vielen Materialien eine Reihe von interessanten Applikationsmöglichkeiten. Für einen breiten Einsatz fehlen jedoch nach wie vor kosteneffektive und kompakte Komponenten und Systeme. An diesem Punkt setzt die vorliegende Arbeit an.

Der erste Teil der Arbeit behandelt die direkte Detektion von THz-Strahlung mittels antennengekoppelten Schottkydioden. Diese bieten im Gegensatz zu anderen Detektoren auch bei Raumtemperatur eine hohe Empfindlichkeit, wodurch eine kryogene Kühlung vermieden wird. Gegenstand der Untersuchung sind InGaAs-basierte Schottkydioden, die zur Rauschminimierung für einen spannungsfreien Betrieb optimiert werden können. In der vorliegenden Arbeit wird gezeigt, dass diese Dioden hinsichtlich ihrer Nichtlinearität und ihrer Impedanz für die Detektion von sehr kleinen Wechselfeldern geeignet sind. Daneben werden am Beispiel eines antennengekoppelten Schottkydetektors messtechnische und theoretische Verfahren vorgestellt, um die Hochfrequenzeigenschaften direkter Detektoren zu bestimmen. Dies beinhaltet neben den Fernfeldeigenschaften die absolute Responsivität sowie den Frequenzbereich der Detektion.

Der zweite Schwerpunkt dieser Arbeit liegt auf kontinuierlichen photokonduktiven Systemen, welche aufgrund ihrer hohen Bandbreite bei gleichzeitig hoher Frequenzauflösung ideal für spektroskopische Anwendungen sind. Es erfolgt eine Betrachtung von Emitter- und Detektorkonzepten für $1,5\text{ }\mu\text{m}$ optische Wellenlänge; dabei wird sowohl die THz-Erzeugung mit einem pin-Dioden basierten Emitter als auch die homodyne Detektion mittels des Schottkykontaktes sowie des elektro-optischen Pockels-Effektes demonstriert. Daneben ist die Verbesserung der Messverfahren sowie die Integration photokonduktiver Komponenten Bestandteil der Untersuchungen.

INHALTSVERZEICHNIS

1	EINLEITUNG	1
1.1	Relevanz des THz-Bereichs	1
1.2	Anwendungsgebiete	2
1.3	THz-Komponenten	4
1.3.1	Quellen	4
1.3.2	Detektoren	6
1.4	Überblick über die Arbeit	8
2	VORSPANNUNGSFREIE THZ-SCHOTTKYDIODEN	11
2.1	Prinzip der Quadratischen Detektion	11
2.2	Gleichrichtungseigenschaften von Schottkydioden	13
2.2.1	Responsivität	14
2.2.2	Rauschen	17
2.2.3	Äquivalente Rauschleistung	19
2.2.4	Dynamikbereich	20
2.2.5	HF-Eigenschaften	21
2.3	InGaAs-Schottkydioden	22
2.3.1	Stromtransport	22
2.3.2	Vorspannungsfreies Design	29
2.3.3	Kontaktkapazität	31
2.4	Herstellung	31
2.5	Charakterisierung	34
2.5.1	DC-Eigenschaften	34
2.5.2	Rauschen	40
3	DIREKTE THZ-DETEKTION	45
3.1	Direkte Detektion	45
3.1.1	Grundlegende Spezifikationen	45
3.1.2	Detektionselement	46
3.1.3	Breitbandige Einkopplung	47
3.2	Charakterisiertes Detektormodul	51
3.3	Fernfeldverhalten	54
3.3.1	Spiralantenne	54
3.3.2	Substratlinse	59
3.3.3	Geometrische Abschätzung	59
3.3.4	Hybride Simulation	60
3.3.5	Simulationsergebnisse	66
3.3.6	Vergleich zu Messungen	69
3.3.7	Reflexionen an der Linsenoberfläche	70

3.4	Responsivität	73
3.4.1	Frequenzverlauf	74
3.4.2	NETD	84
3.4.3	Einfluss der Vorspannung	91
3.4.4	Absolute Responsivität	92
3.4.5	NEP	99
3.5	Vergleich zu anderen THz-Schottkydetektoren	99
4	PHOTOKONDUKTIVE THZ-MESSUNG	101
4.1	Prinzip kontinuierlicher photokonduktiver THz-Systeme	102
4.2	Optisches System	104
4.2.1	850 nm-System	104
4.2.2	1,5 μ m-System	105
4.3	Emitter	109
4.3.1	Emittertypen	110
4.3.2	Realisierung	113
4.3.3	Charakterisierung	123
4.3.4	Schlussfolgerung	128
4.4	Kohärente Detektoren	129
4.4.1	Prinzip	130
4.4.2	LT-GaAs-Detektor	131
4.4.3	Homodyne Detektion mit Schottkydetektor	133
4.4.4	Elektro-optische Detektion	141
4.4.5	Schlussfolgerung	147
4.5	Optimierte Messverfahren	147
4.5.1	Schnelle direkte Messung	147
4.5.2	Faserstrecker als Phasenmodulator	150
4.5.3	Elektro-optische Phasenmodulation	152
4.6	Vergleich zu Zeitbereichssystemen	156
4.6.1	Photokonduktiver Schalter	157
4.6.2	Akzeptordotiertes GaAs als photokonduktives Material	161
4.6.3	Schlussfolgerung	170
5	ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK	171
A	HF-VERHALTEN DES FINGERMISCHERS	177
B	RESPONSIVITÄT DES ELEKTRO-OPTISCHEN DETEKTORS	179
	LITERATUR	185
	EIGENE VERÖFFENTLICHUNGEN	199

EINLEITUNG

Als Terahertz (THz)-Strahlung wird der Teil des elektromagnetischen Spektrums bezeichnet, der im Frequenzbereich zwischen 0,1 und 10 THz liegt. Dies entspricht einer Wellenlänge von 3 mm bis 30 μm . Damit befindet sich der THz-Bereich am Übergang zwischen dem Millimeterbereich der Mikrowellen und dem Infrarotbereich der Optik.

Sieht man von Schwarzkörperstrahlern ab, existierte lange Zeit keine einfach zu realisierende Technologie, um THz-Strahlung zu erzeugen. Ähnlich aufwändig war auch die Detektion, weshalb dieser Bereich des Spektrum auch als THz-Lücke bezeichnet wurde. In den letzten Jahren wurde diese Lücke jedoch immer kleiner; sowohl von Seiten der Mikrowellen als auch der Optik gibt es bemerkenswerte Fortschritte. Insbesondere in applikationsbezogenen Feldern schreitet die Entwicklung stark voran, wodurch der THz-Bereich an praktischer Relevanz auch außerhalb der Forschungsumgebung gewinnt.

1.1 RELEVANZ DES THZ-BEREICHS

Es gibt eine Reihe von Besonderheiten, die den THz-Bereich des elektromagnetischen Spektrum interessant für viele Anwendungen machen:

Die Photonenenergie ist im Vergleich zu Röntgenstrahlung oder sichtbarem Licht sehr niedrig; bei 1 THz beträgt sie 4,1 meV. Dadurch wirkt THz-Strahlung nicht ionisierend, d. h. sie verursacht keine Strukturveränderung der beleuchteten Moleküle. Sie wirkt damit nicht kanzerogen wie die Röntgenstrahlung und ist ungefährlich für Personen. Für viele Anwendungen, die mit aktiven THz-Systemen arbeiten, genügen bereits geringe Leistungen, weshalb die beleuchteten Objekte auch nicht durch die THz-Strahlung erwärmt werden.

Relevant für praktische Anwendungen ist vor allem, dass im THz-Bereich viele Materialien zumindest teilweise transparent sind, die im optischen Bereich nicht transparent sind. THz-Strahlung durchdringt eine Reihe von dielektrischen und nicht-leitenden Materialien wie z. B. Papier, Karton, zahlreiche

Kunststoffe und Baumwolle. Dagegen reflektieren metallische und leitende Materialien. Auch Wasser ist aufgrund der starken Absorption stark dämpfend.

Weitere Möglichkeiten ergeben sich durch die charakteristischen THz-Absorptionsspektren vieler Substanzen. Die meisten polaren Moleküle zeigen im THz-Bereich Resonanzen, deren Ursache unterschiedliche Vibrationen sind [1]. Insbesondere lange Biomoleküle zeigen bei der herkömmlichen Spektroskopie im Infrarotbereich oft nur intramolekulare Resonanzen, während im THz-Bereich auch intermolekulare Vibrationen sichtbar werden [2]. Die Verteilung der Resonanzen im Frequenzspektrum ist individuell für jedes Material, dadurch können über Reflexions- oder Transmissionsmessung im THz-Bereich selbst geringe Veränderungen im Material sichtbar gemacht werden.

1.2 ANWENDUNGSGEBIETE

In der wissenschaftlichen Anwendung spielt der THz-Bereich schon seit Jahren eine wichtige Rolle. Insbesondere für die Astronomie beinhalten diese Frequenzen eine Reihe wertvoller Informationen über Prozesse der Bildung von Sternen, denn die dabei emittierte Energie liegt zum großen Teil im THz-Bereich [3]. Eine Vielzahl von Messinstrumenten wurde für den THz-Bereich entwickelt, in letzter Zeit unter anderem das Weltraumteleskop *Herschel*, welches mit Detektoren für den Wellenlängenbereich von 55 bis 671 μm ausgestattet wurde [4]. Wegen der schwachen kosmischen Signale sind sehr empfindliche Detektoren mit kryogener Kühlung üblich, welche teilweise auf komplexe Mischerkonzepte aufbauen. Auch die satellitengestützte Erdbeobachtung zur Klimauntersuchung wertet die Emissionen im THz-Bereich aus, denn unter anderem lässt sich aus der THz-Analyse die Entwicklung der Ozonschicht ableiten [5].

In anderen Bereichen der Forschung hat die Berücksichtigung des THz-Spektrums erst begonnen. Für Untersuchungen in der Biologie und Qualitätskontrollen in der Pharmazie ist der THz-Bereich gegenüber Infrarot teilweise im Vorteil, da durch die geringe Photonenenergie keine Änderung der Phase oder photochemische Reaktionen ausgelöst werden [6]. Daneben wird insbesondere die DNA-Untersuchung als ein mögliches Feld angesehen: Resonanzen in DNA-Systemen, die im THz-Bereich liegen, hängen vom Bindungszustand der DNA ab. Dadurch ist es möglich, die Hybridisierung durch THz-Spektroskopie festzustellen [7]. Bei der THz-Hautkrebserkennung wird dagegen der Umstand ausgenutzt, dass Krebszellen eine andere Anlagerung von Wassermolekülen vorzeigen als das umgebende Gewebe. THz-Strahlung ist sensitiv für polare Moleküle wie Wasser; daneben spielen für die Erkennung Variationen in der

Zelldichte und das Vorhandensein bestimmter Proteine eine Rolle [8]. Ein Problem ist jedoch die geringe Eindringtiefe bei wasserhaltigen Proben.

Die Materialuntersuchung von Halbleitern ist ein weiteres Anwendungsgebiet, da die Ladungsträgerkonzentration und ihre Mobilität über den THz-Hall-Effekt analysiert werden können [9].

Für Sicherheitssysteme ist insbesondere die Durchlässigkeit vieler Materialien im THz-Bereich interessant: THz-Wellen können unter gewissen Bedingungen verdeckte bzw. versteckte Dinge sichtbar machen und charakterisieren. Dadurch ist eine Untersuchung von verschlossenen Objekten wie Briefen und Paketen von außen möglich. Auch die Personenkontrolle an Flughäfen ist eine mögliche Anwendung, da die bislang auf Röntgenstrahlung basierten Systeme wegen ihrer Gesundheitsgefährdung umstritten sind. Zwei Techniken sind in der Sicherheitstechnik sinnvoll: Spektroskopie und Bildgebung. Die Spektroskopie ermöglicht die Erkennung gefährlicher Materialien wie Drogen oder Explosionsstoffe aufgrund ihrer kennzeichnenden THz-Spektren. Die dazu nötigen Datenbanken für Fingerabdrücke verschiedener Materialien sind noch im Aufbau. Da feste und flüssige Stoffe nicht so klar unterscheidbare Absorptionsspektren wie Gase zeigen, sind angepasste Verfahren der Mustererkennung nötig. Bei bildgebenden Verfahren wird eine örtlich aufgelöste Messung von Absorption und Reflexion eines Objekts bei einer bestimmten Frequenz durchgeführt. Anhand der Form der sichtbar gemachten Objekte kann deren Gefährlichkeit eingestuft werden. Auch hier ist die Erkennungsrate stark von den Algorithmen der Mustererkennung abhängig. Durch die Bildgebung bei unterschiedlichen Frequenzen können zusätzliche Informationen gewonnen werden, jedoch steigt der Systemaufwand stark an.

Auch in der Restauration und Denkmalpflege besteht Bedarf an nicht schädigenden Analysemethoden, sowohl bildgebend als auch spektroskopisch. So wurde demonstriert, dass THz-Frequenzen zum Sichtbarmachen von verdeckten Schichten in Gemälden herangezogen werden können [10].

Bei bildgebenden Verfahren wird zwischen aktiven und passiven Systemen unterschieden. Aktiv bedeutet, dass das zu untersuchende Objekt von einer THz-Quelle beleuchtet und die reflektierte Strahlung ausgewertet wird. Bei dünnen Proben ist auch Transmissionsmessung möglich. Bei passiven Systemen wird die vom Objekt selbst abgegebene Strahlung detektiert. Jeder Körper mit einer Temperatur über dem Nullpunkt emittiert Strahlung im THz-Bereich, welche mit empfindlichen Detektoren gemessen werden kann. Für die Bildgebung spielen sowohl Temperaturunterschiede als auch die individuelle Charakteristik von abgegebener und reflektierter Leistung der Materialien eine Rolle. Um die Messzeiten in aktiver und passiver Bildgebung zu verkürzen, sind statt einkanaligen mehrkanalige Detektoren zu bevorzugen. Je einfacher das einzelne Detektorelement aufgebaut ist, desto leichter sind eine große

Zahl von Elementen zu erreichen. Die bisher kommerziell erhältlichen Systeme basieren meist auf mm-Wellen [11]. Eine Weiterentwicklung im THz-Bereich ermöglicht eine deutlich höhere räumliche Auflösung.

Auch im Kommunikationsbereich gibt es Interesse am THz-Spektrum, welches durch die theoretisch möglichen hohen Datenraten ausgelöst wird. Für die wellenleitergebundene Kommunikation scheint der THz-Bereich momentan nicht sinnvoll zu sein, da die bisher entwickelten Wellenleiter erheblich höhere Verluste gegenüber optischen Wellenleitern aufweisen. Ein Fokus liegt auf der Freiraumübertragung; die ersten demonstrierten Systeme mit 10 GBit/s bei 120 GHz basieren auf Fotomischern als Emittter, da hier eine Modulation im optischen Teil durch existierende Technik möglich ist [12]. Zu beachten ist die starke Absorption in vielen Frequenzbändern im THz-Bereich durch Luftfeuchtigkeit [13].

1.3 THZ-KOMPONENTEN

Die Kernelemente von THz-Systemen für die genannten Anwendungsgebiete sind Quellen und Detektoren. Ihre wichtigsten Eigenschaften sind die bereitgestellte Ausgangsleistung bzw. die Empfindlichkeit in Abhängigkeit von der Frequenz, zusätzlich werden je nach Anwendung weitere Anforderungen gestellt. Hier ist vor allem der Spektroskopiebereich zu nennen, der eine weite Abstimmbarkeit der Frequenz bei gleichzeitig hoher Frequenzauflösung verlangt.

Gerade die leistungsfähige THz-Technik ist meist kostspielig und unhandlich, weshalb sie lange auf den wissenschaftlichen Bereich beschränkt war. Um auch in andere Bereiche vorzudringen und einen breiten Markt erobern zu können, müssen THz-Komponenten kosteneffektiver und kompakter werden.

1.3.1 *Quellen*

Die momentan verbreiteten kompakten THz-Quellen lassen sich in drei Kategorien einteilen: in elektronische Quellen, in Quantenkaskadenlaser und in optisch angeregte Quellen [2]. Daneben existieren Technologien wie Rückwärtswellen-Oszillatoren oder Gyrotrons, die zwar hohe Leistungen emittieren können, jedoch aufgrund ihres großen Aufbaus nur für den Einsatz in Laboren sinnvoll erscheinen.

Mit elektronischen Quellen ist eine sehr reine Emission mit geringer Linienbreite im Bereich von einigen Kilohertz möglich. Nachteil ist die geringe Abstimmbarkeit der Frequenz, die meist maximal 15 % beträgt. Resonante Tunnelioden (RTD) können aufgrund ihres negativen differentiellen Widerstandes

zum Entdämpfen in resonanten THz-Strukturen eingesetzt werden [14, 15]. Dabei wurden sowohl für die fundamentale als auch für die harmonische Oszillation Frequenzen über 1 THz bei einer Leistung von 7 μ W erreicht [16]. Auch Gunn-Oszillatoren basieren auf einem negativen differentiellen Widerstand. Während mit InP-Dioden bei 100 GHz bis zu 200 mW demonstriert wurden, fällt die Ausgangsleistung bei 412 GHz auf 283 μ W ab [17]. IMPATT-Quellen können bei niedrigen Frequenzen um 100 GHz höhere Leistungen erzeugen, jedoch fällt ihre Leistungsfähigkeit mit der Frequenz noch stärker ab als bei Gunn-Quellen [17]. Das Erreichen höherer Frequenzen durch Multiplizierer bzw. Frequenzvervielfacher basiert auf der Erzeugung von höheren Harmonischen durch nichtlineares Verhalten [18]. Durch Serienschaltung können dabei auch Ausgangsfrequenzen über 1 THz erreicht werden, aufgrund der begrenzten Effizienz sinkt jedoch die Ausgangsleistung mit der Frequenz. So wurden mit 100 mW einer Gunn-Quelle im W-Band (75 bis 110 GHz) über Vervielfacher Ausgangsfrequenzen von 1,55-1,75 THz mit bis zu 100 μ W bei 120 K erzeugt. Bei Raumtemperatur verringerte sich die Ausgangsleistung um den Faktor 5 [19].

THz-Quantenkaskadenlaser (QCL) sind momentan die einzigen halbleiterbasierten Quellen, die eine Leistung von mehr als einem Milliwatt oberhalb von 1 THz liefern können [20]. Ihr großer Nachteil ist die nötige Kühlung: Mit sinkender Frequenz sinkt auch die maximal mögliche Arbeitstemperatur. Eine Quelle mit 1,8 THz wurde bisher bei maximal -163 K demonstriert [20]. Auch die Frequenz eines QCL kann nur über einen geringen Bereich abgestimmt werden.

Anders sieht es bei optisch angeregten Quellen aus: Die weite Abstimmbarkeit ihrer Frequenz prädestiniert sie besonders für spektroskopische Anwendungen. Die Ausgangsleistung ist zwar bei niedrigen Frequenzen geringer als die der elektronischen Quellen, jedoch erreichen photokonduktive Systeme durch homodyne Detektion ein sehr gutes Signal-Rausch-Verhältnis (SNR). Optisch angeregte Quellen lassen sich je nach Laser in kontinuierlich (Dauerstrich) oder gepulst emittierende Typen unterscheiden. Während gepulste Quellen sehr hohe Frequenzen über 30 THz erreichen [21], liegt der Vorteil der kontinuierlichen Quellen in der hohen Frequenzauflösung. In [22] wurde eine Linienbreite von 1 MHz bei einer absoluten Frequenzgenauigkeit von 10^{-7} demonstriert. Für den breiten Markt scheint vor allem die Anregung durch zwei kontinuierliche Laser geeignet zu sein, da deren Kosten erheblich geringer als die der gepulsten Laser sind. Für die Umwandlung der Laserleistung in THz-Leistung werden unterschiedliche Verfahren eingesetzt. Am weitesten verbreitet sind photokonduktive Emittoren, da sie eine vergleichsweise hohen Ausgangsleistung bei niedriger Laserleistung emittieren.

1.3.2 Detektoren

Bei der Detektion ist zu unterscheiden zwischen der kohärenten (entweder heterodyn oder homodyn) Detektion, bei der Amplitude und Phase gemessen werden, und der direkten Detektion, bei der nur die Amplitude bestimmt wird. Die THz-Detektoren sind für beide Verfahren meist die gleichen, jedoch scheiden für die kohärente Detektion einige wegen ihrer langen Antwortzeit aus.

Für direkte Detektoren ist eine charakteristische Größe die dem Rauschen des Detektors äquivalente Eingangsleistung (engl. *noise equivalent power*, NEP). Sie gibt die minimal detektierbare Leistung eines Empfängers an.

Grundsätzlich ist zu beachten, dass bisher eine sehr hohe Empfindlichkeit bei THz-Detektoren nur mit einer kryogenen Kühlung erreicht wird. Dies bedeutet eine starke Einschränkung, denn der damit verbundene Aufwand scheint nicht akzeptabel für eine weite Verbreitung. Einige Detektoren, die vielversprechende technische Daten vorweisen können, scheiden deshalb für viele Anwendungen aus.

Die Gruppe der thermischen Detektoren basiert auf einem absorbierenden Element, welches die einfallende Strahlung in Wärme umwandelt. Die entstehende Temperaturdifferenz hängt direkt mit der Intensität der einfallenden THz-Strahlung zusammen. Zum Auslesen der Temperatur kommen je nach Typ unterschiedliche Verfahren zum Einsatz. Die Antwortzeit der thermischen Detektoren ist oft ein Problem, da die Zeitkonstante vom Wärmetransfer und der Wärmekapazität abhängt.

Ein als Laborinstrument weit verbreiteter thermischer Detektor ist die Golay-Zelle. In ihr wird die Temperaturänderung durch die einfallende Strahlung in eine Druckänderung einer Gaszelle umgewandelt, welche wiederum über eine flexible Membran optisch abgetastet wird. Die Golay-Zelle kann für Frequenzen zwischen 0,1 und 30 THz eingesetzt werden. Ihre NEP liegt bei $140 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$ [23].

Das Pyrometer ist ebenfalls ein thermischer Detektor, der bei Raumtemperatur arbeitet. Wie die Golay-Zelle hat sie eine lange Zeitkonstante im Bereich von 100 ms. Die durch die THz-Strahlung hervorgerufene Temperaturänderung hat eine Änderung der internen Polarisation zur Folge, welche über Elektroden detektiert werden kann. Pyrometer zeigen ähnlich zur Golay-Zelle einen flachen Frequenzverlauf, sie erreichen jedoch nicht deren Empfindlichkeit, sondern nur $400 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$ [24].

Bolometer zählen ebenfalls zu den thermischen Detektoren. Sie beruhen auf einer Widerstandsänderung, die mit der thermischen Absorption verbunden ist. Nur mit kryogener Kühlung erreichen diese Detektoren eine hohe Empfindlichkeit und gleichzeitig eine kurze Antwortzeit [25]. Übliche Werte von

antennengekoppelten Mikrobolometern sind eine NEP von $26 \text{ fW}/\sqrt{\text{Hz}}$ bei einer Temperatur von 4 K [26] bzw. $3 \cdot 10^{-19} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ bei 0,1 K [27]. Die verhältnismäßig einfache und robuste Herstellung von Mikrobolometern erlaubt auch den Aufbau von Detektorarrays für die Bildgebung [28].

Neben den thermischen Detektoren gibt es die Gruppe der elektronischen Elemente, bei denen die Detektion durch ein nichtlineares Verhalten erfolgt. SIS (*superconducting-insulator-superconducting*)-Detektoren beruhen auf einer sehr starken Nichtlinearität in supraleitenden Materialien. Absorbierte THz-Photonen erzeugen einen Tunnelstrom, der einen Gleichspannungsabfall an der Diode zur Folge hat. Aufgrund der nötigen Kühlung ist ihr Einsatz auf bestimmte Bereiche wie Astronomie beschränkt, dort werden sie wegen ihrer kurzen Antwortzeit auch oft als heterodyne Detektoren eingesetzt [29].

Bei Raumtemperatur zählen Schottkydetektoren zu den empfindlichsten Detektoren, nur selten werden sie zur Rauschreduktion gekühlt betrieben. Sie basieren auf einem nichtlinearen Strom-Spannungs-Verhalten, wodurch beim Anlegen eines Wechselfeldes ein Gleichsignal erzeugt wird. Schottkydetektoren werden sowohl zur direkten als auch zur heterodyn Detektion eingesetzt. Sie können für einen vorspannungsfreien Betrieb optimiert werden, was ihr Eigenrauschen absenkt. Schottkydetektoren zeichnen sich vor allem durch ihren verhältnismäßig einfachen Aufbau und ihre sehr kurze Antwortzeit aus.

Heterostruktur-Rückwärtsdioden können ebenso auf den Betrieb ohne Vorspannung optimiert werden. Sie basieren wie Schottkydioden auf der Gleichrichtung des Hochfrequenz (HF)-Signals und haben den Vorteil, stärkere Krümmungen im Strom-Spannungs-Verhalten aufweisen zu können als Schottkydioden [30]. Die bisher gezeigten Dioden zur Detektion von Millimeterwellen besitzen jedoch trotz ihrer Fläche von $4 \mu\text{m}^2$ mit $18 \text{ k}\Omega$ einen sehr viel höheren differentiellen Widerstand als vorspannungsfreie Schottkydioden, was die Ankopplung an Antennen erschwert [31].

Vergleichsweise neu ist die THz-Detektion mithilfe von Feldeffekttransistoren (FET). Diese nutzen die nichtlinearen Eigenschaften von Plasmawellen zur Gleichrichtung von Wechselfeldern, deren Frequenz oberhalb der Grenzfrequenz des Bauteils liegen kann [32]. FET-Detektoren können bei Raumtemperatur betrieben werden. Da eine siliziumbasierte Technologie für die Herstellung zum Einsatz kommen kann [33], sind die Detektoren kostengünstig zu produzieren. Die NEP der bisher demonstrierten Detektoren ist mit $300 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$ jedoch höher als bei anderen Raumtemperaturdetektoren, wie etwa der Schottkydiode [34].

Speziell in photokonduktiven Systemen sind daneben zwei weitere Detektortypen üblich: photokonduktive interdigitale Fingermischer und elektrooptische Detektoren. Beide verwenden als Referenzsignal das optische Schwe-

bungssignal zur homodyn Detektion, weshalb sie auf diese Systeme beschränkt sind.

1.4 ÜBERBLICK ÜBER DIE ARBEIT

Der Fokus dieser Arbeit liegt auf der Untersuchung von kompakten Detektoren und Quellen für den THz-Bereich, welche insbesondere für einen breitbandigen Einsatz im Spektroskopiebereich geeignet sein sollen. Als Bandbreite wird dabei die Differenz zwischen der unteren und der oberen Grenze des Frequenzbereichs bezeichnet, in dem die Komponente sinnvoll eingesetzt werden kann. Die Herausforderung bei den in dieser Arbeit behandelten Komponenten liegt darin, eine möglichst hohe obere Grenzfrequenz zu erreichen.

Ausgehend von einer langjährigen Arbeit im Bereich von HF-Schottkydioden [35, 36, 37] wurde am Institut für Hochfrequenztechnik in den vergangenen Jahren ein Modul zur direkten THz-Detektion entwickelt. Die darin eingesetzte Schottkydiode zeigt eine hohe Empfindlichkeit sowie ein geringes Rauschen bei Raumtemperatur. Zusätzlich bietet das Modul eine kurze Ansprechzeit, geringe Abmessungen und einfache Handhabung. Im Rahmen dieser Arbeit wurden dazu insbesondere verschiedene Methoden zur Charakterisierung von Diode und Detektor untersucht, um die wesentlichen Parameter des Detektors zu bestimmen.

Darüber hinaus werden am Institut seit längerem Studien zur photokonduktiven THz-Erzeugung und Detektion durchgeführt [38, 39, 40], bei denen der Fokus auf Niedrigtemperatur-gewachsenem GaAs (LT-GaAs) als photokonduktives Material liegt. Die optimale optische Wellenlänge zur Anregung von LT-GaAs ist ca. 780 nm. Die vorliegende Arbeit konzentriert sich dagegen auf Emittoren und Detektoren für 1,5 μm optische Wellenlänge, um die Verwendung der ausgereiften Komponenten der optischen Telekommunikation zu ermöglichen. Zu den untersuchten THz-Elementen zählt ein Emittor auf Basis einer pin-Fotodiode, welcher im Rahmen einer Kooperation am Heinrich-Hertz-Institut in Berlin hergestellt wurde. Außerdem wurde die homodyne Detektion sowohl mit einer Schottkydiode als auch mit dem elektro-optischen Effekt demonstriert.

Diese Arbeit gliedert sich folgendermaßen:

- Kapitel 2 handelt von der direkten THz-Detektion mittels vorspannungsfreier Schottkydioden. Über das Schaltungsmodell werden die grundlegenden Detektionseigenschaften dargelegt. Die Messergebnisse bei Niederfrequenz zeigen die Eignung von InGaAs-basierten Dioden zur rauscharmen Gleichrichtung.

- Kapitel 3 beschreibt die breitbandige direkte THz-Detektion am Beispiel eines auf der Schottkydiode aufbauenden Detektormoduls. Hier liegt der Fokus auf der Bestimmung des Fernfeldverhaltens sowie der Responsivität des Detektormoduls.
- Kapitel 4 konzentriert sich auf die Verbesserung photokonduktiver THz-Systeme. Unterschiedliche Emitter- und Detektorkonzepte werden demonstriert, außerdem werden neue, schnelle Messverfahren vorgestellt. Desweiteren wird die Integration von THz-Modulen sowie neue Materialien für Emmitter in gepulsten THz-Systemen untersucht.
- Kapitel 5 beinhaltet eine Zusammenfassung mit Ausblick auf zukünftige Arbeiten.

Das vorliegende Kapitel beschreibt die Gleichrichtung von Wechselfeldern mittels dem nichtlinearen Verhalten von Dioden. Am Beispiel einer vorspannungsfreien Schottkydiode wird dargelegt, dass eine hohe Responsivität mit einem rauscharmen Verhalten kombiniert werden kann. Werden zusätzlich die kapazitärer Effekte minimiert, kann die Diode zur Detektion sehr kleiner THz-Leistungen eingesetzt werden.

2.1 PRINZIP DER QUADRATISCHEN DETEKTION

Die Detektion von kleinen Wechselfeldern mittels einer Diode basiert auf ihrem nichtlinearen Strom-Spannungs-Verhalten, welches nicht punktsymmetrisch bezüglich des Arbeitspunktes ist. Der Arbeitspunkt ist dabei definiert durch die Vorspannung an der Diode. Beim Anlegen einer Wechselspannung entsteht eine Gleichspannung, die in direktem Zusammenhang zur in die Diode eingekoppelten Leistung steht. Für niedrige Wechselspannungen kann das Verhalten oft quadratisch angenähert werden, dadurch ist das gleichgerichtete Signal proportional zum Quadrat des hochfrequenten Eingangssignals [41]. Dies wird auch als quadratische Detektion bezeichnet. Die Stärke der Gleichrichtung steigt mit der Nichtlinearität der Diode am Arbeitspunkt, die höchste Responsivität wird an der Stelle der Kennlinie mit der stärksten Krümmung erreicht.

Abbildung 1 zeigt das stark vereinfachte Ersatzschaltbild eines nichtlinearen Gleichrichters. Das im Bild von links eingespeiste HF-Signal wird durch die Diode, hier als nichtlinearer Widerstand R_j dargestellt, in ein Gleichsignal umgewandelt, welches auf der rechten Seite abgegriffen werden kann. Die eingezeichnete Kapazität sowie die Induktivität spiegeln die Trennung des Hochfrequenz- und des Niederfrequenzbereichs wieder. Der spannungs-

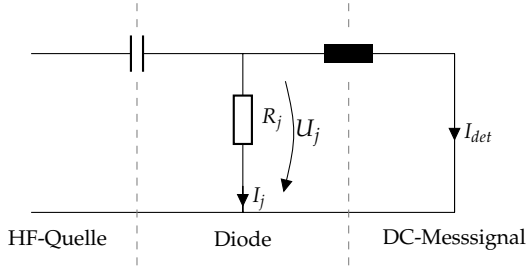


Abbildung 1: Reduziertes Ersatzschaltbild eines Diodendetektors, dessen Ausgangssignal über den DC-Kurzschlußstrom gemessen wird. Die Diode ist durch den spannungsabhängigen Widerstand R_j berücksichtigt.

abhängige differentielle Widerstand R_j ergibt sich aus der Ableitung der Diodenspannung U_j nach dem Diodenstrom I_j :

$$R_j = \frac{dU_j}{dI_j} \quad (2.1)$$

Zur Analyse der Gleichrichtung wird die Spannung U_j aufgeteilt in einen Gleichspannungsanteil \bar{U}_j und einen Wechselspannungsanteil mit der Amplitude \hat{U}_j :

$$U_j = \bar{U}_j + \hat{U}_j \cos(\omega t) \quad (2.2)$$

Das Strom-Spannungsverhalten der Diode sei $I_j = g(U_j)$, es lasse sich durch eine Taylorreihe annähern:

$$g(U_j) = g(\bar{U}_j) + \hat{U}_j \cos(\omega t) g'(\bar{U}_j) + \frac{(\hat{U}_j \cos(\omega t))^2}{2} g^{(2)}(\bar{U}_j) + \dots \quad (2.3)$$

Dabei bezeichnet $g^{(a)}$ die a -te Ableitung von g . Für den Detektionsbetrieb ist der Gleichanteil des Stromes wichtig. Dieser ist abhängig von den Summanden mit geradzahligem Exponenten. Neben einem Gleichanteil werden auch Harmonische der Eingangsfrequenz erzeugt, welche für die direkte Detektion jedoch keine Rolle spielen. Die Terme ab der 4. Ordnung können meist vernachlässigt werden, da sie klein gegenüber dem Term 2. Ordnung sind. Damit gilt für den Gleichanteil von g :

$$g_{DC}(U_j) = I_{det} = g(\bar{U}_j) + \frac{\hat{U}_j^2}{4} g^{(2)}(\bar{U}_j) \quad (2.4)$$

Die in die Diode eingekoppelte Wechselleistung ist

$$P = \frac{\hat{U}_j^2}{2R_j} \quad (2.5)$$

Für eine Diode ohne Vorspannung ($U_j = 0 \text{ V}$) beträgt der Quotient aus gleichgerichtetem Strom und eingekoppelte Leistung [41]:

$$\frac{I_{\text{det}}}{P} = \frac{g^{(2)} R_j}{2} = \frac{g^{(2)}}{2g'} = \eta_t \quad (2.6)$$

η_t ist die Stromresponsivität der Diode; sie wird angegeben in A W^{-1} . Folgende Punkte bestimmen damit die Gleichrichtungseigenschaften und müssen optimiert werden:

- Die Nichtlinearität am Arbeitspunkt: Diese wird durch den Faktor η_t wiedergegeben.
- Die Einkopplung von Leistung in die Diode: Der differentielle Widerstand R_j muss entsprechend der Impedanz der Quelle ausgelegt sein, um eine geringe Reflexion zu erhalten.
- Das Rauschen der Diode: Das Rauschen bestimmt die minimale Leistung, welche mit der Diode detektiert werden kann.

2.2 GLEICHRICHTUNGSEIGENSCHAFTEN VON SCHOTTKYDIODEN

Eine Schottkydiode besteht im Wesentlichen aus einem Metall-Halbleiter-Kontakt. Ihren Namen erhielt sie in Anlehnung an Walter H. Schottky aufgrund seiner Beiträge zur Theorie des Metall-Halbleiterkontaktes [42]. Das Prinzip der Hochfrequenzdetektion mittels Metall-Halbleiter-Kontakten reicht zurück bis zum Ende des 19. Jahrhunderts, als die Gleichrichtungseigenschaften von Whisker-kontaktierten Kristallen entdeckt wurden [43]. Seitdem spielt sie eine wichtige Rolle in der Hochfrequenztechnik.

Schottkydioden sind im Allgemeinen schneller als pn-Dioden. Ursache ist ihr unipolarer Ladungsträgertransport; der Stromfluss wird hauptsächlich durch die Majoritätsladungsträger bestimmt [30]. Dadurch ist die Geschwindigkeit nicht durch Extraktion von Minoritätsladungsträgern beschränkt wie beim pn-Übergang [44]. Wegen der höheren Geschwindigkeit von Elektronen gegenüber Löchern werden n-dotierte Halbleiter für Hochfrequenzanwendungen bevorzugt. Bei Schottkydioden bestimmen im Wesentlichen kapazitive Effekte das Verhalten bei hohen Frequenzen. Damit sind sie für den Einsatz bei THz-Frequenzen geeignet.

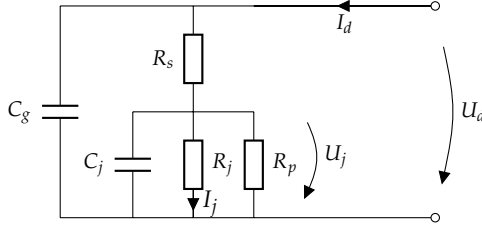


Abbildung 2: Schaltungsmodell der Schottkydiode. Der nichtlineare Stromfluss I_j durch die Barriere wird entsprechend Gleichung 2.7 angenommen.

2.2.1 Responsivität

Das nichtlineare Strom-Spannungs-Verhalten einer Schottkydiode mit vorwiegend thermionischen Verhalten kann beschrieben werden durch folgende Gleichung [30]:

$$I_j = g(U_j) = I_s \left[\exp \left(\frac{U_j}{n_d U_T} \right) - 1 \right] \quad (2.7)$$

Dabei bezeichnet I_s den Sättigungsstrom, U_j die Spannung an der Barriere, n_d den Idealitätsfaktor der Diode und $U_T = k_B T/e$ die Temperaturspannung. Für idealen thermionischen Stromfluss ist $n_d = 1$.

In einer realen Schottkydiode treten unterschiedliche parasitäre Effekte auf, die in der Modellierung berücksichtigt werden müssen. Das resultierende Ersatzschaltbild ist in Abbildung 2 dargestellt, es enthält R_s für den seriellen Widerstand der Diode, C_g für die Kapazität der Diodengeometrie und C_j für die Kapazität der Sperrschicht. Der Parallelwiderstand R_p berücksichtigt ein Abweichen der Dioden vom thermionischen Verhalten, welches nicht durch n_d modelliert werden kann. Unter Vernachlässigung der kapazitären Effekte gilt für die gesamte Diode folgendes Strom-Spannungs-Verhalten:

$$I_d = I_s \left(e^{\frac{U_j}{n_d U_T}} - 1 \right) + \frac{U_d - I_d R_s}{R_p} \quad (2.8)$$

Zur Detektion wird die Diode an eine Wechselquelle (z. B. Antenne) angekoppelt und der durch die Diode erzeugte Gleichstrom (bzw. die Gleichspannung) gemessen. Um das Gleichrichtungsverhalten analytisch untersuchen zu können, ist es sinnvoll, den nichtlinearen Kontakt in der Schaltung durch einen nichtlinearen Widerstand mit paralleler Gleichstromquelle zu ersetzen. Abbildung 3 zeigt das resultierende Ersatzschaltbild eines Detektors, bestehend aus Antenne und Schottkydiode. Der linke Teil mit Z_a und U_a beschreibt

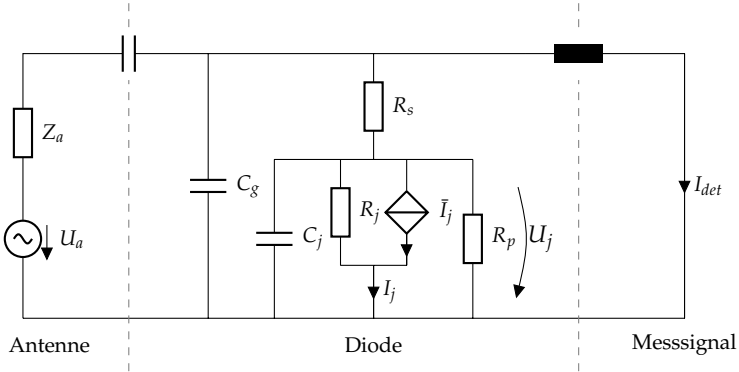


Abbildung 3: Schaltungsmodell eines Detektors im Strommessbetrieb, bestehend aus Antenne und Schottkydiode. Das nichtlineare Verhalten wird durch den spannungsabhängigen Widerstand R_j sowie die Stromquelle \bar{I}_j modelliert.

das Antennenverhalten, der mittlere Teil das Verhalten der Diode. Dabei ist $R_j(U_j)$ der nichtlineare Widerstand des Schottkykontaktes. U_j ist analog zu Gleichung 2.2 definiert. \bar{I}_j ist der Gleichanteil des Stromes, welcher durch den Schottkykontakt fließt. Die zusätzliche Kapazität sowie die Induktivität spiegeln die Trennung von HF- und DC-Teil der Schaltung wieder. Sie werden im Folgenden nur soweit berücksichtigt, als dass die Kapazität als ideal leitend für Wechselstrom und die Induktivität als ideal leitend für Gleichstrom angesehen wird. Im vorliegenden Fall dient der Kurzschlussstrom I_{det} der Diode als Detektionssignal, deshalb spricht man vom Strommessbetrieb. Alternativ kann auch die Leerlaufspannung an der Diode abgegriffen werden. Ein Vergleich beider Betriebsarten folgt weiter unten.

Analog zu Abschnitt 2.1 kann der detektierte Strom in Abhängigkeit von der Leistung der Quelle berechnet werden, um die Gleichrichtungseigenschaften der Diode zu bestimmen. Auch für die Schottkydiode können bei der Taylorentwicklung die Terme ab der 4. Ordnung vernachlässigt werden, da sie bei niedrigen Eingangsleistungen klein im Vergleich zum Term 2. Ordnung sind. Dies ist der Fall, solange $\bar{U}_j \ll \sqrt{12}n_d U_T$ ist. Bei größeren Eingangssignalen müssen auch die Terme höherer Ordnung berücksichtigt werden; dadurch verlässt die Detektion den quadratischen Bereich, in dem das detektierte Signal linear zur Eingangsleistung ist.

Die ersten beiden Ableitungen von Gleichung 2.7 am Arbeitspunkt \bar{U}_j lauten:

$$g'(\bar{U}_j) = I_s \frac{1}{n_d U_T} e^{\frac{\bar{U}_j}{U_T}} = \frac{1}{R_j} \quad (2.9)$$

$$g^{(2)}(\bar{U}_j) = \frac{1}{n_d U_T} g'(\bar{U}_j) = \frac{1}{n_d U_T R_j} \quad (2.10)$$

Der Kehrwert der ersten Ableitung von g wird als der differentielle Widerstand der Barriere R_j im Arbeitspunkt \bar{U}_j bezeichnet.

Die Spannung der für die Antenne eingesetzten Wechselquelle wird mit $U_a = 2\sqrt{2Z_a P_a} \cos \omega t$ angenommen [45]. Vernachlässigt man den Einfluss des Parallelwiderstandes R_p , ruft die an der Antenne auftreffende Leistung P_a den Spannungsabfall \hat{U}_j an der Diode hervor:

$$\hat{U}_j = 2\sqrt{2Z_a P_a} \frac{R_j}{Z_a + R_s + R_j} \quad (2.11)$$

Der detektierte Strom ist

$$I_{\text{det}} = \bar{I}_j \frac{R_j}{R_s + R_j} \quad (2.12)$$

Verändert sich P_a von 0 auf ΔP_a , ändert sich der detektierte Strom um ΔI_{det} . Dieser lässt sich berechnen, indem 2.11, 2.9 und 2.10 in 2.4 eingesetzt werden und diese wiederum in 2.12:

$$\Delta I_{\text{det}} = 2Z_a \Delta P_a \frac{1}{n_d U_T} \left(\frac{R_j}{Z_a + R_s + R_j} \right)^2 \frac{1}{R_s + R_j} \quad (2.13)$$

Damit lässt sich die Responsivität schreiben als

$$\eta = \frac{\Delta I_{\text{det}}}{\Delta P_a} = 2Z_a \frac{1}{n_d U_T} \left(\frac{R_j}{Z_a + R_s + R_j} \right)^2 \frac{1}{R_s + R_j} \quad (2.14)$$

Im Falle einer idealen Anpassung ist $Z_a = R_j$ und die in die Diode eingekoppelte Leistung wird maximal. Bezieht man den detektierten Strom auf die Leistung, welche in die Diode eingekoppelt wird, erhält man unter Vernachlässigung von R_s analog zu 2.6 folgende Gleichung:

$$\eta_t = \frac{1}{2n_d U_T} = \frac{g^{(2)}}{2g'} \quad (2.15)$$

η_t kann aus der I-U-Kennlinie einer Diode abgeschätzt werden, indem die erste und zweite Ableitung der Kennlinie in Gleichung 2.15 eingesetzt wird. Im Falle einer idealen thermionischen Diode ($n_d = 1$) wird η_t maximal. Die theoretisch

höchste erreichbare Responsivität einer Schottkydiode bei Raumtemperatur (294 K) beträgt somit $19,7 \text{ A W}^{-1}$.

Berücksichtigt man den Parallelwiderstand R_p , ergibt sich statt Gleichung 2.14:

$$\eta = \frac{\Delta I_{\text{det}}}{\Delta P_a} = 2Z_a \frac{1}{n_d U_T R_j} \left(\frac{R_j \| R_p}{Z_a + R_s + R_j \| R_p} \right)^2 \frac{R_j \| R_p}{R_s + R_j \| R_p} \quad (2.16)$$

$$R_j \| R_p = \frac{R_j R_p}{R_j + R_p} \quad (2.17)$$

Prinzipiell kann eine Diode neben dem gezeigten Strommessmodus auch im Spannungsmessmodus betrieben werden. Bei Leerlauf beträgt die detektierte Gleichspannung $U_{\text{det}} = \bar{I}_j R_j$. Damit ergibt sich bei einer Änderung der Eingangsleistung um ΔP_a eine Spannungsänderung von

$$\Delta U_{\text{det}} = 2Z_a \Delta P_a \frac{1}{n_d U_T} \left(\frac{R_j}{Z_a + R_s + R_j} \right)^2 \quad (2.18)$$

Ein Vergleich beider Messmethoden erfolgt weiter unten im Abschnitt zur NEP.

Mit der vorgestellten Modellierung lassen sich die Gleichrichtungseigenschaften der Detektordioden abschätzen. Es wird deutlich, dass insbesondere die Anpassung zwischen Antenne und Diode die Responsivität des Detektors beeinflusst.

2.2.2 Rauschen

Die Empfindlichkeit eines Diodengleichrichters wird beschränkt durch das Eigenrauschen der Diode. Die dominierenden Rauschquellen in Halbleiterbauelementen sind thermisches Rauschen, Schrotrauschen und $1/f$ -Rauschen [46].

Thermisches Rauschen wird hervorgerufen durch die zufällige Bewegung der Ladungsträger im Halbleiter. Es existiert sowohl mit als auch ohne extern angelegtes elektrisches Feld. Gemäß dem Theorem von Nyquist [47] lässt sich das einseitige Stromrauschen eines ohmschen Widerstandes R der Temperatur T ausdrücken durch eine parallele Rausch-Stromquelle mit der spektralen Dichte

$$S_i(f) = 2k_B T \frac{1}{R} \quad (2.19)$$

Dieses Theorem kann auch angewendet werden auf nichtlineare Bauelemente [48]. Dann gilt

$$S_i(f) = 2k_B T \frac{dI_j(U_j)}{dU_j} \Big|_{U_j=0} \quad (2.20)$$

Diese Aussage ist nur für den vorspannungsfreien Betrieb ($U_j = 0$) gültig. Im Falle der Schottkydiode setzt sich das gesamte thermische Rauschen der Diode zusammen aus dem Rauschen des differentiellen Widerstandes R_j und des Serienwiderstandes R_s .

Alternativ kann das thermische Rauschen auch durch eine serielle Rauschspannungsquelle modelliert werden. Ihre spektrale Dichte ist

$$S_u(f) = 2k_B T R \quad (2.21)$$

Schrotrauschen tritt auf, wenn der Stromfluss durch eine Barriere bestimmt wird [49], wie es beim Schottkykontakt passiert. Die spektrale Intensität des Rauschens ist proportional zum Strom [50]. Die Modellierung des Schrotrauschens kann für einen nichtlinearen Widerstand mit dem thermischen Rauschen zusammengefasst werden [48]. Das nichtlineare rauschbehaftete Bauelement wird durch einen rauschfreien Widerstand mit paralleler Rauschstromquelle ersetzt. Für eine Schottkydiode, welche durch eine Taylorreihe 2. Grades angenähert werden kann, ergibt sich für die spektrale Dichte der Rauschstromquelle

$$S_i(f) = 2k_B T \frac{dI_j(U_j)}{dU_j} \Big|_{U_j=0} + eI_j = 2eI_s + eI_j \quad (2.22)$$

$I_j(U_j)$ wird entsprechend Gleichung 2.49 angenommen. Dieser Term beinhaltet thermisches Rauschen und Schrotrauschen. Frequenzabhängiges Rauschen ist nicht enthalten und muss gesondert betrachtet werden.

Hier ist besonders das $1/f$ -Rauschen wichtig, welches stromabhängig ist und somit nur bei einem angelegten Feld auftritt. Es unterscheidet sich vom Schrotrauschen durch sein charakteristisches Spektrum, welches einen Verlauf von $f^{-\alpha}$ mit $\alpha \approx 1$ zeigt. Der Rauschbeitrag kann beschrieben werden durch [51]

$$S_i(f) = k_0 I_j^\beta f^{-\alpha} \quad (2.23)$$

Der Exponent β nimmt üblicherweise einen Wert zwischen $1 < \beta < 2$ an [51]. Die Ursachen für $1/f$ -Rauschen sind noch immer nicht vollständig geklärt. Eine Interpretation für das Auftreten von $1/f$ -Rauschen in Schottkykontakten sind Fluktuationen im Tunnelprozess (sog. *Multistep Tunneling*) [52]. In [51]

dagegen werden Fluktuationen in der Mobilität sowie der Diffusion für das Rauschen verantwortlich gemacht.

Die genannten Rauschquellen werden als unkorreliert zueinander angenommen, deshalb kann die Gesamtrauschdichte der Detektordiode durch Addition der einzelnen Rauschstromdichten gewonnen werden.

Für vorspannungsfreie Dioden überwiegt bei niedrigen empfangenen Leistungen das thermische Rauschen. Für die im nächsten Abschnitt folgende Berechnung der NEP wird deshalb nur das thermische Rauschen berücksichtigt. Steigt der gleichgerichtete Strom in der Diode an, werden stromabhängige Rauscharten wie $1/f$ -Rauschen für niedrige Frequenzen und Schrotrauschen für hohe Frequenzen dominierend.

2.2.3 Äquivalente Rauschleistung

Die äquivalente Rauschleistung (NEP) gibt die minimale Leistung an, die von einem Detektor erkannt werden kann. Sie berechnet sich bei einer vorspannungsfreien Diode im Strommessmodus für niedrige Eingangssignale aus dem thermischen Rauschen der Diode und ihrer Responsivität:

$$\text{NEP} = \frac{I_N}{\eta} \quad (2.24)$$

Das thermische Rauschen ist in Gleichung 2.19 beschrieben und die Responsivität unter Vernachlässigung von R_p in Gleichung 2.14. Nach Einsetzen beider Gleichungen in Gleichung 2.24 erhält man für die NEP:

$$\text{NEP} = \frac{1}{2} n_d U_T \sqrt{2 U_T e} \frac{\sqrt{R_s + R_j}}{Z_a} \left(\frac{Z_a + R_s + R_j}{R_j} \right)^2 \quad (2.25)$$

Um möglichst geringe Werte für die NEP zu erreichen, muss die Diode einen kleinen Serienwiderstand R_s besitzen. Bei einer gegebenen Antennenimpedanz Z_a lässt sich der optimale differentielle Widerstand R_j durch Ableiten der Gleichung 2.25 und Suche der Nullstellen finden. Folgende Lösung ergibt sich:

$$R_j = \frac{1}{2} \left(3(Z_a + R_s) + \sqrt{(Z_a + R_s)(9Z_a + 25R_s)} \right) \quad (2.26)$$

Für den Fall eines sehr kleinen Serienwiderstandes ($R_s \ll Z_a$) liegt der optimale Wert für den differentiellen Widerstand bei

$$R_j = 3Z_a \quad (2.27)$$

In diesem Fall ergibt sich für die NEP:

$$\text{NEP} = \frac{8}{3} n_d U_T \sqrt{2 U_T e} \frac{1}{\sqrt{R_j}} \quad (2.28)$$

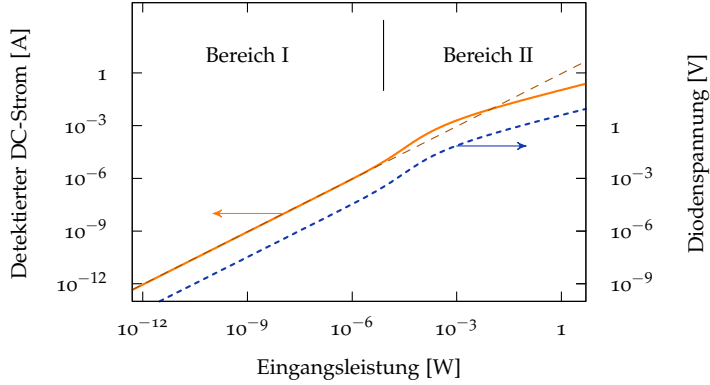
Diese Gleichung zeigt, dass für vorspannungsfreie Schottkydetektoren eine NEP kleiner $1 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$ erreicht werden kann: Im Fall einer Antenne mit $Z_a = 1000 \Omega$ und $R_j = 3Z_a$ beträgt die NEP bei Raumtemperatur $n_d \cdot 0,11 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$.

Auch für den Spannungsmessmodus ergibt sich die NEP aus der Division der thermischen Rauschspannung (Gleichung 2.21) durch die Responsivität (Gleichung 2.18). Das Ergebnis ist der gleiche Term wie für den Strommessmodus (Gleichung 2.25).

2.2.4 Dynamikbereich

Wie im letzten Abschnitt gezeigt wurde, ist der Messbereich der Diode für niedrige Leistungen begrenzt durch die NEP des Detektors, welche durch Rauschniveau und Responsivität bestimmt werden. Für Leistungen größer der NEP wurde mit Gleichung 2.13 ein linearer Zusammenhang zwischen detektiertem Strom und empfangener Leistung aufgestellt. Doch ab einer bestimmten Leistung bleibt der Zusammenhang nicht mehr linear. Ein begrenzender Faktor ist dabei die selbst erzeugte Vorspannung (engl. *Self-Biasing*) der Diode: Durch die Gleichrichtung und den damit verbundenen Spannungsabfall am Serienwiderstand R_s verschiebt sich der Arbeitspunkt der Diode. Dadurch ändern sich sowohl der differentielle Widerstand R_j als auch die Responsivität η_t der Diode. Darüber hinaus kann für hohe Eingangsleistungen das nichtlineare Verhalten der Diode nicht mehr quadratisch angenähert werden, sondern es müssen auch die Terme höherer Ordnung bei der Taylorentwicklung berücksichtigt werden.

Im Folgenden wird der Dynamikbereich einer Diode mit folgenden Parametern berechnet: $I_s = 6,3 \mu\text{A}$, $n_d = 1,22$, $R_s = 66 \Omega$ und $R_p = 11,5 \text{ M}\Omega$. Diese Werte sind typisch für die in dieser Arbeit verwendeten Dioden. Die Simulation wird durchgeführt mit einem Schaltungsmodell der Diode, wie es in Abbildung 2 gezeigt wurde. Zusätzlich wird die Antenne durch eine Serienschaltung aus Wechselstromquelle und realer Antennenimpedanz von 70Ω berücksichtigt. Abbildung 4 zeigt das Ergebnis der Simulation. Im Bereich I, der bis zu einer Eingangsleistung von ca. $8 \mu\text{W}$ reicht, ist der detektierte Strom proportional zur Eingangsleistung. Die Responsivität beträgt für diese Diode 918 mA W^{-1} . Für höhere Leistungen steigt das Ausgangssignal kurzzeitig stark an, bevor es proportional zur Wurzel der Eingangsleistung wird. Durch Kalibration kann dieses Verhalten berücksichtigt werden und die Diode auch in Bereich II eingesetzt werden. Für sehr hohe Leistungen wird die Detektion begrenzt durch die Verluste in der Diode, da die damit verbundene Temperaturentwicklung die Diode zerstören kann.



Abbildungung 4: Simulation des Dynamikbereiches (Diode *9d1e2*). Abgebildet sind detektierter Strom sowie die Gleichspannung an der Barriere in Abhängigkeit von der Eingangsleistung.

Insgesamt zeigt sich, dass mit den vorspannungsfreien Schottkydioden ein Dynamikbereich von knapp 90 dB erreicht werden kann.

2.2.5 HF-Eigenschaften

Bei hohen Frequenzen wird das Verhalten der Diode durch kapazitive Effekte beeinträchtigt. Hier ist zuerst die Kapazität der Sperrschicht C_j zu nennen. Sie ist abhängig von der Fläche der Anode und von der Weite der Verarmungszone. Dabei ist zu beachten, dass sich die Weite mit dem Arbeitspunkt ändert. Mit steigender Biasspannung wird die Verarmungszone kleiner, wodurch die Kapazität ansteigt.

Berechnet werden kann die Kapazität C_j über die Veränderung der Ladung ΔQ_{sc} innerhalb der Raumladungszone bei einer Änderung der Vorspannung um ΔU_j [30]:

$$C_j(U_j) = \frac{|\Delta Q_{sc}|}{\Delta U_j} \quad (2.29)$$

Daneben entstehen durch die Geometrie der Diode weitere kapazitive Effekte, die zu C_g zusammengefasst werden können. C_g kann meist optimiert werden, sodass C_g kleiner ist als C_j . In diesem Fall kann die 3 dB-Grenzfrequenz abgeschätzt werden durch

$$f_{3dB} = \frac{1}{2\pi Z_a C_j} \quad (2.30)$$

2.3 INGAAS-SCHOTTKYDIODEN

Bereits bei der Herstellung der ersten THz-Dioden wurde GaAs als Halbleitermaterial bevorzugt [53]. Die Ladungsträger in GaAs besitzen eine hohe Mobilität [54], was eine Voraussetzung für Frequenzen im THz-Bereich ist. Daneben sorgt die hohe Barriere der Schottkykontakte auf GaAs für reduzierte Leckströme. Aus diesem Grund sind GaAs-basierte Dioden noch immer weit verbreitet in Mischern, Vervielfachern und Detektoren [37], [55], [56]. Ein breitbandiger THz-Detektor basierend auf einer GaAs-Schottkydiode wurde beispielsweise in [38] demonstriert. GaAs benötigt jedoch eine Vorspannung, um einen ausreichend niedrigen differentiellen Widerstand zu erreichen [57]. Ohne Vorspannung ist die Einkopplung von Leistung in eine solche Diode messtechnisch nicht sinnvoll möglich. Durch eine positive Vorspannung kann zwar der differentielle Widerstand reduziert werden, gleichzeitig wird aber durch die Vorspannung ein stromabhängiges Rauschen induziert. Dieses Rauschen begrenzt maßgeblich die Möglichkeit der Diode, sehr niedrige Wechselspannungen zu detektieren.

Aus diesem Grund wird die Entwicklung von Dioden vorangetrieben, die ihren optimalen Arbeitspunkt bei einer geringen Vorspannung haben. Im Idealfall liegt dieser Punkt bei 0 V, dadurch ergibt sich ein vorspannungsfreier Betrieb und das stromabhängige Rauschen durch die Vorspannung wird eliminiert. Im Folgenden werden Dioden auf Basis von InGaAs untersucht. Schottkykontakte auf diesem Material zeigen eine reduzierte Barrierehöhe bei steigendem Anteil an Indium, wodurch vorspannungsfreie Dioden möglich sind.

Im nächsten Abschnitt wird der Stromtransport der Diode durch das Bändermodell dargestellt, welches die Stromdichte in Abhängigkeit von der Spannung an der Diode liefert. Damit können optimale Materialparameter für die Herstellung vorspannungsfreier Dioden abgeschätzt werden, um eine hohe Responsivität und einen ausreichend niedrigen differentiellen Widerstand zu erreichen.

2.3.1 Stromtransport

Bei einem Kontakt zwischen Metall und Halbleiter entsteht eine Barriere, welche den Stromfluss zwischen den beiden Materialien bestimmt. Theoretisch wird die Höhe ϕ_B dieser Barriere definiert durch die Austrittsarbeit des Metalls ϕ_M und die Elektronenaffinität des Halbleiters χ :

$$e\phi_B = e(\phi_M - \chi) \quad (2.31)$$

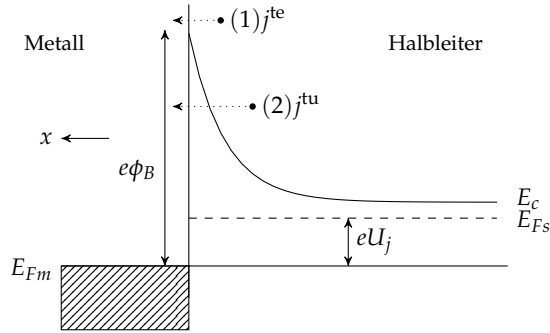


Abbildung 5: Banddiagramm eines Schottky-Übergangs bei einer positiven Vorspannung U_j für einen n-dotierten Halbleiter.

Die klassische Herstellung von HF-Schottkykontakten besteht aus dem Abscheiden von polykristallinem Metall auf der gereinigten Oberfläche eines Halbleiterkristalls [58]. An der Oberfläche des Halbleiters entsteht dabei eine Vielzahl von Defekten, hervorgerufen durch Oxidation des Halbleiters sowie durch das Aufbringen des Metalls [59]. Diese Defekte haben eine hohe Dichte von elektrischen Zuständen zur Folge, welche maßgeblich die Barrierenhöhe des Schottkykontaktes festlegen (Fermi-level-Pinning). Bei GaAs z.B. sind diese Zustände meist in der Mitte der Bandlücke angesiedelt, wodurch die Barrierenhöhe für GaAs weitgehend unabhängig vom verwendeten Metall ist [60]. Auch bei den meisten anderen III-V-Halbleitern weicht die Barrierenhöhe eines realen Schottkykontaktes von dem in Gleichung 2.31 gegebenen Wert ab.

Werden Halbleiter und Metall verbunden, erfolgt ein Ladungsträgerfluss vom Halbleiter ins Metall. Ohne Vorspannung gleichen sich beide Fermi-level an. Eine Raumladungszone bildet sich im Halbleiter aus, das entstehende elektrische Feld erzeugt einen Driftstrom, bis der Gleichgewichtszustand erreicht ist.

Das resultierende Banddiagramm eines Schottkyübergangs zeigt Abbildung 5. Links ist das Metall mit dem Fermi-level E_{Fm} und rechts der Halbleiter mit dem Fermi-level E_{Fs} dargestellt. Während im Gleichgewichtszustand die beiden Level E_{Fm} und E_{Fs} auf gleichem Niveau liegen, wird durch eine positive Vorspannung U_j am Kontakt das Fermi-level im Halbleiter um eU_j nach oben verschoben. Durch eine negative Vorspannung hingegen wird es nach unten verschoben.

Für vorspannungsfreie Dioden sind zwei Transportprozesse ausschlaggebend: der thermionische Transport von Elektronen über die Barriere und das Tunneln von Elektronen durch die Barriere. Daneben existieren andere Prozes-

se wie Diffusion oder Rekombination in der Raumladungszone, welche jedoch in den verwendeten Dioden keine große Rolle spielen und deshalb nicht weiter betrachtet werden.

Thermionischer Strom

Der Stromfluss über die Barriere kann durch die Theorie der thermionischen Emission beschrieben werden [30]. Zum Stromfluss vom Halbleiter in das Metall $j_{s \rightarrow m}$ tragen alle Elektronen bei, deren Energie hoch genug ist, um die Barriere zu überwinden und die sich in positiver x -Richtung bewegen.

$$j_{s \rightarrow m}^{\text{te}} = \int_{E_{Fm} + e\phi_B}^{\infty} ev_x dn \quad (2.32)$$

Dabei bezeichnet j^{te} die Stromdichte, v_x die Geschwindigkeit der Elektronen in x -Richtung und dn die Dichte der Elektronen pro Energiebereich. Diese wird im Halbleiter bestimmt durch die Dichte der Energiezustände $N_e(E)$ und die Verteilungsfunktion $W_s(E)$ jedes Energiebereichs [30]:

$$dn = N_e(E)W_s(E)dE \quad (2.33)$$

$$= \frac{4\pi}{(2\pi\hbar)^3} (2m^*)^{\frac{3}{2}} \sqrt{E - E_c} W_s(E) dE \quad (2.34)$$

Dabei benennt m^* die effektive Masse der Elektronen und E_c das Energielevel des Leitungsbandes im Halbleiter. Unter der Annahme, dass die gesamte Energie der Elektronen im Leitungsband kinetische Energie ist, gilt:

$$E - E_c = \frac{1}{2} m^* v^2 = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \quad (2.35)$$

$$k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 \quad (2.36)$$

Die Geschwindigkeit der Elektronen ist dabei mit v , der Wellenvektor mit k bezeichnet. Damit lässt sich die Gleichung der Stromdichte umschreiben in

$$j_{s \rightarrow m}^{\text{te}} = \left(\frac{1}{2\pi} \right)^3 \frac{2e}{\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{E_{Fm} + e\phi_B}^{\infty} W_s(E) \left(\frac{dE_x}{dk_x} \right) dk_x dk_y dk_z \quad (2.37)$$

Die Bewegungen in y und z -Richtung können zusammengefasst werden zu einer Bewegung, die parallel zur Barriere verläuft. Die kinetische Energie in paralleler Richtung ist

$$E_p = \frac{\hbar^2 (k_y^2 + k_z^2)}{2m^*} \quad (2.38)$$

Dies bedeutet für die Stromdichte

$$j_{s \rightarrow m}^{te} = \frac{4\pi em^*}{(2\pi\hbar)^3} \int_{E_{Fm} + e\phi_B}^{\infty} W_s(E_p + E_x) dE_p dE_x \quad (2.39)$$

Für die Verteilung W_s der Elektronen wird die Fermi-Dirac-Statistik herangezogen. Diese lautet für den Halbleiter

$$W_s(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_{Fs}}{k_B T}\right)} \quad (2.40)$$

$$= \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_{Fm} - eU_j}{k_B T}\right)} \quad (2.41)$$

Analog zu 2.39 ist die Stromdichte vom Metall in den Halbleiter durch die Elektronen bestimmt, die vom Metall aus die Barriere überwinden können:

$$j_{m \rightarrow a}^{te} = \frac{4\pi em^*}{(2\pi\hbar)^3} \int_{E_{Fm} + e\phi_B}^{\infty} W_m(E_p + E_x) dE_p dE_x \quad (2.42)$$

Die Fermiverteilung im Metall W_m ist unabhängig von der angelegten Spannung:

$$W_m(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_{Fm}}{k_B T}\right)} \quad (2.43)$$

Die Gesamtstromdichte über die Barriere setzt sich zusammen aus den beiden Stromrichtungen:

$$\begin{aligned} j^{te} &= j_{s \rightarrow m}^{te} - j_{m \rightarrow s}^{te} \\ &= \frac{4\pi em^*}{(2\pi\hbar)^3} \int_{E_{Fm} + e\phi_B}^{\infty} \int_0^{\infty} [W_s(E_p + E_x) - W_m(E_p + E_x)] dE_p dE_x \end{aligned} \quad (2.44)$$

(2.45)

Wird statt der Fermi-Dirac-Verteilung die klassische Boltzmann-Verteilung angenommen ($E - E_F \gg k_B T$), lässt sich das Integral analytisch lösen und man erhält

$$j^{te} = j_s \left[\exp\left(\frac{eU_j}{k_B T}\right) - 1 \right] \quad (2.46)$$

mit

$$j_s = A^* T^2 \exp\left(-\frac{e\phi_B}{k_B T}\right) \quad (2.47)$$

$$A^* = \frac{4\pi em^* k_B^2}{(2\pi\hbar)^3} \quad (2.48)$$

A^* wird als effektive Richardson-Konstante bezeichnet. Der Gesamtstrom in der Diode ist proportional zur elektrisch aktiven Anodenfläche A_d :

$$I^{te} = A_d j^{te} = I_s \left[\exp \left(\frac{eU_j}{k_B T} \right) - 1 \right] \quad (2.49)$$

$$I_s = A_d j_s = A_d A^* T^2 \exp \left(-\frac{e\phi_B}{k_B T} \right) \quad (2.50)$$

Tunnelstrom

Der Stromfluss durch die Barriere ist von der Wahrscheinlichkeit abhängig, mit der Elektronen durch die Barriere tunneln. Die Tunnelwahrscheinlichkeit $\mathcal{T}(E_x)$ eines Elektrons mit der Energie E_x lässt sich mithilfe der Wentzel-Kramers-Brillouin (WKB)-Näherung abschätzen [30]. Sie lautet:

$$\mathcal{T}(E_x) = \exp \left(-2 \frac{\sqrt{2m^*}}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{E_c(x) - E_x} dx \right) \quad (2.51)$$

Dabei bezeichnen x_1 und x_2 die klassischen Extrempunkte.

Der Tunnelstrom lässt sich analog zum thermionischen Strom berechnen, wobei für die Integration nur die Energieniveaus E_x einbezogen werden, die unterhalb der Bandkante liegen. Dabei wird für jedes Energieniveau die Tunnelwahrscheinlichkeit angepasst. Die Stromdichte des gesamten Tunnelstromes vom Halbleiter ins Metall und umgekehrt ergibt sich aus der Subtraktion der beiden Stromrichtungen:

$$j^{tu} = j_{s \rightarrow m}^{tu} - j_{m \rightarrow s}^{tu} \quad (2.52)$$

$$= \frac{4\pi e m^*}{(2\pi\hbar)^3} \int_{E_c}^{E_{fm} + e\phi_B} \mathcal{T}(E_x) \int_0^\infty [W_s(E_p + E_x) - W_m(E_p + E_x)] dE_p dE_x \quad (2.53)$$

Der thermionische Strom entspricht in der Berechnung einem Tunnelstrom, bei dem für alle Energieniveaus die Tunnelwahrscheinlichkeit $\mathcal{T}(E_x) = 1$ ist.

Gesamtstrom

Der Gesamtstrom in der Diode setzt sich additiv zusammen aus dem thermionischen Strom und dem Tunnelstrom:

$$j = j^{te} + j^{tu} \quad (2.54)$$

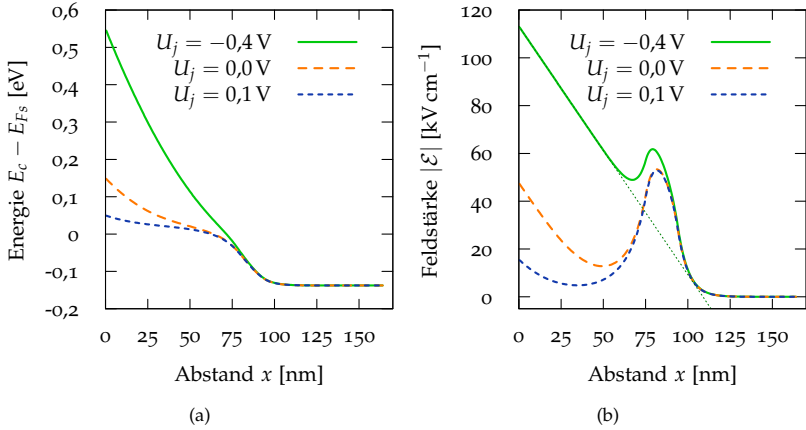


Abbildung 6: (a) Simuliertes Bandprofil des Metall-Halbleiterkontaktes für verschiedene Biaswerte. Die horizontale Achse gibt den Abstand zum Metallkontakt an. (b) Simulation der elektrischen Feldstärke im Halbleiter in Abhängigkeit vom Abstand zum Kontakt für verschiedene Biaswerte. In beiden Fällen ist $\phi_B = 0,15$ eV und $T = 300$ K.

Berechnung

Über numerisches Lösen des vorgestellten eindimensionalen Modells kann der Strom in Abhängigkeit von der Diodenspannung bestimmt werden. Erster Schritt der Berechnung ist die Herleitung des Bandprofils. Dies geschieht im vorliegenden Fall mithilfe des eindimensionalen Simulationsprogramms *1D Poisson* auf Basis der gekoppelten Schrödinger- und Poisson-Gleichung [61, 62]. Das resultierende Bandprofil innerhalb des Halbleiters für unterschiedliche Vorspannungen zeigt Abbildung 6a. Dabei gibt die Abszisse den Abstand x vom Metallkontakt an. Die Barrierenhöhe ϕ_B wird bei dieser Berechnung auf 0,15 eV festgelegt. Für die Temperatur wird ein Wert von 300 K angenommen. Das Dotierungsprofil wird folgendermaßen modelliert: In den ersten 75 nm gemessen von der Kontaktfläche zum Metall ist die Dotierung des $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ gleichmäßig $8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, anschließend erhöht sie sich linear innerhalb von 25 nm auf $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Im Bereich von 0 bis 75 nm wird die Krümmung des Bandes durch die Raumladungszone des Schottkykontaktes hervorgerufen, im weiteren Verlauf bis 100 nm durch die lineare Erhöhung der Dotierung.

Diese Änderung wirkt sich auch auf die resultierende elektrische Feldstärke \mathcal{E} aus, wie in Abbildung 6b dargestellt ist. Ist die Vorspannung 0 V oder negativ,

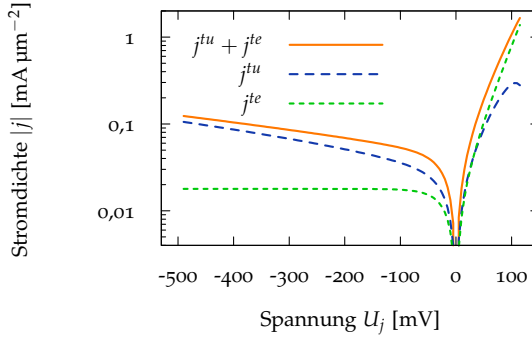


Abbildung 7: Simulierte I-U-Kennlinie bei $T = 300 \text{ K}$ mit $\phi_B = 0,15 \text{ eV}$. Aufgetragen sind Tunnelstromdichte, thermionische Stromdichte und Gesamtstromdichte in Abhängigkeit von der Kontaktspannung.

fällt die elektrische Feldstärke in der Nähe des Kontakts linear ab. Sie kann beschrieben werden durch

$$\mathcal{E}(x) = -\frac{eN_d}{\epsilon_s}(w - x) \quad (2.55)$$

Dabei bezeichnet N_d die Dotierung und ϵ_s die Permittivität des Halbleiters. Der Abstand w ist gleich der Breite der Raumladungszone. Aus dem gegebenen Simulationsergebnis kann bei $U_j = -0,4 \text{ V}$ die Weite $w = 108,9 \text{ nm}$ abgelesen werden.

Das resultierende Strom-Spannungsverhalten der Diode zeigt Abbildung 7. Tunnelstromdichte und thermionische Stromdichte sind zusammen mit der Gesamtstromdichte aufgetragen. Bei der verwendeten Barrierehöhe von $\phi_B = 0,15 \text{ eV}$ dominiert bei negativer Diodenspannung der Tunnelstrom, der thermionische Strom bleibt nahezu konstant. Bei positiver Vorspannung dagegen übersteigt ab 35 mV der thermionische Strom den Tunnelstrom und bestimmt damit das Verhalten der Diode.

Das dargestellte Transportmodell berücksichtigt bisher nur das Verhalten des Schottkykontakts. Der Stromfluss der gesamten Diode wird außerdem durch Verluste innerhalb des Substrates, im ohmschen Kontakt sowie in den Kontaktleitungen beeinflusst. Im Modell der gesamten Diode können diese Verluste durch einen zusätzlichen Serienwiderstand einbezogen werden.

2.3.2 Vorspannungsfreies Design

Wie zu Beginn dargelegt wurde, sind für die Detektion zwei Eigenschaften der Diode elementar: Der differentielle Widerstand, welcher die Einkopplung von Leistung in die Diode bestimmt, und die Responsivität, welche die Umwandlung des Wechselsignals in ein Gleichsignal bestimmt. Beide sind vom Arbeitspunkt abhängig. Für vorspannungsfreie Dioden müssen beide bei 0 V möglichst günstige Werte besitzen.

Durch numerisches Lösen des Transportmodells aus dem letzten Abschnitt lassen sich differentieller Widerstand und Responsivität einer Diode ableiten. Im Folgenden wird damit der Einfluss der beiden Parameter Barrierehöhe und Dotierungsprofil im Hinblick auf vorspannungsfreien Betrieb aufgezeigt.

Barrierenhöhe

Durch Herabsetzen der Barrierehöhe kann die für den Betrieb nötige Vorspannung reduziert werden. Dazu werden Halbleiter eingesetzt, die eine geringe Barrierehöhe beim Aufbringen des Metallkontaktes zeigen.

Die effektive Barrierehöhe kann alternativ auch künstlich eingestellt werden: Durch eine hohe Dotierung an der Oberfläche des Halbleiters kann eine dünne Potentialbarriere direkt am Schottkykontakt erzeugt werden. Elektronen können mit hoher Wahrscheinlichkeit durch Tunneln diesen Teil der Barriere durchdringen; dadurch ergibt sich eine effektive Barrierehöhe, die unterhalb der wirklichen Höhe liegt [63, 64]. Dieser Ansatz wurde in der vorliegenden Arbeit nicht weiter untersucht.

Im Folgenden werden unterschiedliche n-dotierte Halbleitermaterialien auf Basis von $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ miteinander verglichen. Dieses Material eignet sich besonders für vorspannungsfreie Dioden, da Schottkykontakte auf diesem Metall eine besonders geringe Barrierehöhe zeigen. Auch für $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ kann die Barrierehöhe nicht über Gleichung 2.31 bestimmt werden. Sie lässt sich jedoch in Abhängigkeit des Indium-Anteils durch folgende empirisch ermittelte Gleichung beschreiben [65]:

$$\phi_B = 0,95 - 1,9x + 0,9x^2 \quad (2.56)$$

Der resultierende Wert gibt die Höhe in eV an. Mit steigendem Anteil an Indium fällt die Barrierehöhe ab [66].

In Abbildung 8a ist das Simulationsergebnis des I-U-Verhaltens für drei Materialien dargestellt. Folgende Materialien sind im Vergleich enthalten: $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ mit $\phi_B = 0,185 \text{ eV}$, $\text{In}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}$ mit $\phi_B = 0,5 \text{ eV}$ und GaAs mit $\phi_B = 0,8 \text{ eV}$. Alle Dioden haben eine Dicke von 100 nm und eine Dotierung von $8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Durch die verringerte Barrierehöhe in $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ steigt

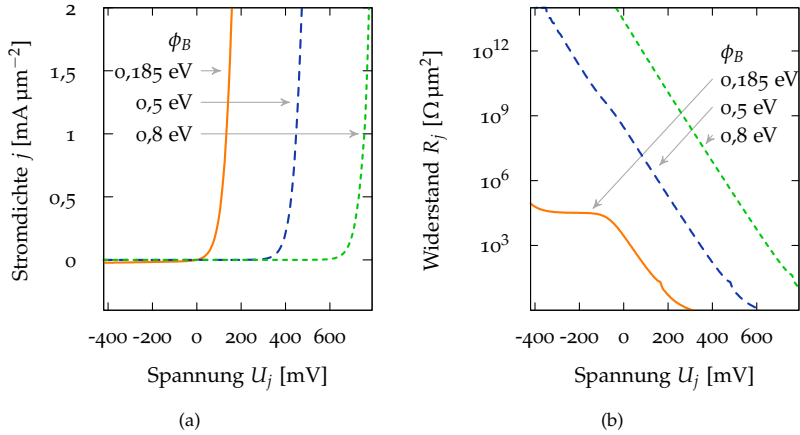


Abbildung 8: (a) I-U-Kennlinie und (b) differentieller Widerstand einer Schottkydiode für unterschiedliche Barrierhöhen ϕ_B .

der Einfluss des Tunnelstromes in Rückwärtsrichtung im Vergleich zu den beiden anderen Materialien. Ferner ist die Einschaltspannung in Vorwärtsrichtung bei diesem Material niedriger.

Dieses Verhalten wirkt sich auch auf den differentiellen Widerstand aus, wie Abbildung 8b zeigt. Bei GaAs ($\phi_B = 0,8 \text{ eV}$) und $\text{In}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}$ ($\phi_B = 0,5 \text{ eV}$) ist der differentielle Widerstand bei 0 V mit über $30 \text{ M}\Omega \mu\text{m}^{-2}$ sehr hoch; eine positive Vorspannung ist nötig, um den differentiellen Widerstand abzusenken. Bei der Diode auf Basis von $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ liegt der Widerstand ohne Bias dagegen im Bereich von $1 \text{ k}\Omega \mu\text{m}^{-2}$. Dieser Wert ist ausreichend niedrig für eine effiziente Einkopplung von Leistung in die Diode.

Dotierung

Auch eine erhöhte Dotierung senkt den differentiellen Widerstand einer Diode ab, dabei sinkt jedoch gleichzeitig die Nichtlinearität der I-U-Kurve ab. Abbildung 9a zeigt die Abhängigkeit zwischen Dotierung und Widerstand bei 0 V für eine Diode mit einer Barrierhöhe von $\phi_B = 0,185 \text{ eV}$ auf Basis von $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$. Abbildung 9b macht den Zusammenhang zwischen Responsivität und Dotierung deutlich. Für eine gute Einkopplung und gleichzeitig hohe Responsivität muss deshalb ein Kompromiss gefunden werden, wobei die Einkopplung von der Impedanz der HF-Quelle abhängt.

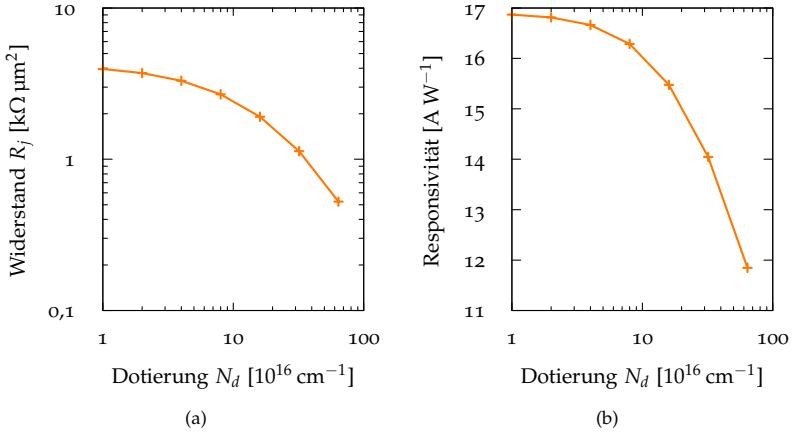


Abbildung 9: (a) Simulation des differentiellen Widerstandes und (b) der Responsivität einer Schottkydiode bei 0 V in Abhängigkeit von der Dotierung ($\phi_b = 0,185 \text{ eV}$, $T = 300 \text{ K}$).

2.3.3 Kontaktkapazität

Wie in Gleichung 2.29 dargestellt wurde, kann über die Ladungsänderung bei einer Vorspannungsänderung die Kapazität der Sperrschicht bestimmt werden. Dies wurde für die InGaAs-Dioden berechnet. Wie aus Abbildung 10 hervorgeht, steigt die Kapazität mit der Vorspannung an, da die Raumladungszone kleiner wird. Bei einer Vorspannung von 0 V beträgt die Kapazität C_j ca. $3 \text{ fF } \mu\text{m}^{-2}$, wenn folgende Parameter angenommen werden: $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ mit $\phi_B = 0,15 \text{ eV}$ und einer Dotierung von $8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

2.4 HERSTELLUNG

Die Herstellung der InGaAs-basierten Dioden erfolgte durch die Firma ACST GmbH.

Wie erwähnt, ist das Hochfrequenzverhalten der Diode begrenzt durch parasitäre Effekte, welche durch die Geometrie der Diode zustande kommen. Deshalb sollten die Dimensionen der Diode wesentlich unterhalb der maximalen Wellenlänge liegen, für die die Diode eingesetzt werden soll. Bis vor wenigen Jahren waren Whisker-kontaktierte Dioden auf GaAs dominierend bei Anwendungen im Hochfrequenzbereich [67]. Durch ihren vertikalen Auf-

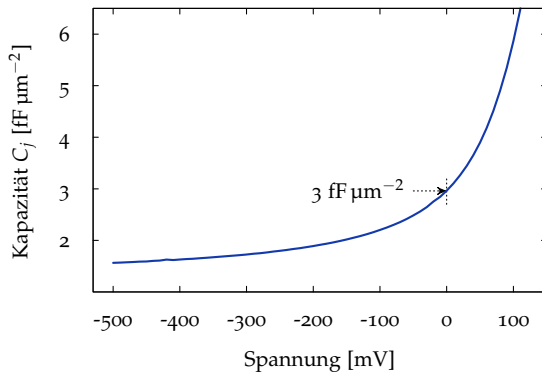


Abbildung 10: Simulation der Kapazität der Schottkydiode in Abhängigkeit von der Vorspannung ($T = 300 \text{ K}$, $R_s = 0 \Omega$).

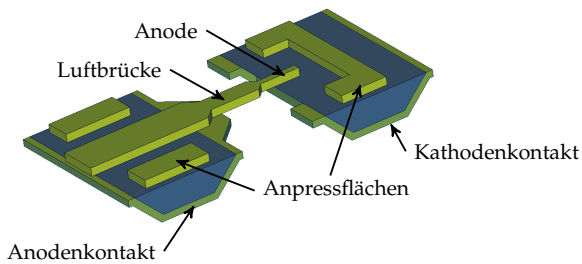


Abbildung 11: Geometrischer Aufbau der untersuchten Schottkydiode.

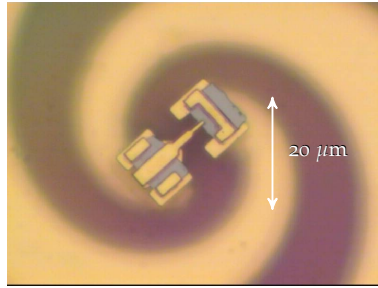


Abbildung 12: Foto einer der untersuchten Schottkydioden, welche im Zentrum einer Spiralantenne montiert wurde.

bau ergibt sich ein gleichmäßiger Stromfluss innerhalb des Halbleiters sowie geringe parasitäre Kapazitäten der Geometrie. Dieser Diodentyp ist jedoch sensibel gegenüber mechanischen Störungen; außerdem ist der Einbau in Hochfrequenzschaltungen schwierig. Diese Nachteile haben die Entwicklung von planaren Strukturen befördert. Die ersten Ansätze (z. B. [68]) waren zwar mechanisch robuster und besser integrierbar, jedoch aufgrund des im Halbleiter ungleichmäßig verteilten, horizontalen Stromflusses nicht optimal. Um diesen Nachteil zu überwinden, wurde die quasi-vertikale Diodenstruktur entwickelt [69], [70]. Statt des einseitigen Prozesses wie bei der planaren Struktur kommt hier ein zweiseitiger Prozess zum Einsatz. Die Anode wird auf der Oberseite aufgebracht, während sich der ohmsche Kontakt auf der Rückseite befindet. Der Stromfluss im Halbleiter verläuft, ähnlich zur Whisker-Diode, vertikal und damit relativ gleichmäßig.

Auch bei der in dieser Arbeit verwendeten Diode wird auf das quasi-vertikale Design zurückgegriffen. Abbildung 11 zeigt die Struktur der Diode. Die Herstellung erfolgt in Membrantechnologie. Die Kontaktflächen für Anode und Kathode befinden sich auf der Rückseite des Chips. Sie dienen gleichzeitig der Befestigung der Diode. Die Anode, welche durch eine Luftbrücke mit dem Anodenkontakt verbunden ist, befindet sich ebenfalls auf der Oberseite der Diode. Der Stromfluss erfolgt in vertikaler Richtung durch den Halbleiter. Die kurze Distanz zwischen der aktiven Fläche und den Goldkontakten sorgt für eine gute Abfuhr von entstehender Wärme. Die Abmessungen des Diodenchips betragen $15\text{ }\mu\text{m} \times 22\text{ }\mu\text{m} \times 3\text{ }\mu\text{m}$. Diese geringen Abmessungen minimieren parasitäre Kapazitäten und erlauben so hohe Frequenzen. Das Foto einer der hergestellten Dioden, die auf einer Antenne montiert ist, zeigt Abbildung 12.

Ein wichtiger Parameter des Diodendesigns ist die Größe der Anode. Eine Reduzierung der Größe hat eine Reduzierung der Kapazität der Barriere zur Folge. Gleichzeitig steigt der Serienwiderstand sowie der differentielle Widerstand. Die verwendeten Dioden haben eine Fläche kleiner $1 \mu\text{m}^2$.

Die Schichten der hergestellten Dioden bestehen aus epitaktisch aufgebrachtem, kommerziell erworbenem $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ auf InP. Der Anteil von 47% Indium bietet eine gute Gitteranpassung an das InP-Substrat. Ein zweiter wichtiger Parameter ist die Dotierung des Halbleitermaterials; sie beeinflusst den differentiellen Widerstand, den Idealitätsfaktor sowie die Kapazität der Barriere [55].

Als Kathode dient ein ohmscher Kontakt, welcher auf das Halbleitermaterial aufgebracht wird. Er soll einen niedrigen Spannungsabfall bei dem nötigen Stromfluss bieten. Dies kann durch eine hohe Dotierung oder durch eine niedrige Barriere erreicht werden. Da die Barrierehöhe nicht beliebig eingestellt werden kann, wird üblicherweise ein Dotierungsprofil eingebracht, welches in Richtung des ohmschen Kontakts zunimmt [71].

2.5 CHARAKTERISIERUNG

Die Charakterisierung der hergestellten Dioden soll den Nachweis bringen, dass sowohl differentieller Widerstand als auch Responsivität der Dioden ohne Vorspannung günstige Werte aufweisen. Diese Daten können aus der I-U-Kennlinie extrahiert werden. Darüber hinaus wird das Rauschverhalten der Dioden untersucht.

2.5.1 DC-Eigenschaften

I-U-Kennlinie

Die I-U-Kennlinien wurden mit einem Parameter-Analysator¹ aufgezeichnet. Die Dioden wurden jeweils vor der Montage, nach der Montage und nach dem Entfernen des Substrathalters charakterisiert, um Fehler in diesen Prozessen erkennen zu können. Abbildung 13 zeigt das I-U-Verhalten der Diode *gd1j2* vor der Montage. Um die Diode nicht durch einen hohen Stromfluss thermisch zu überlasten, ist in der Messung der Strom auf maximal 3 mA begrenzt. Zusätzlich enthält die Abbildung ein Fit der Diode anhand des Schaltungsmodells aus Abschnitt 2.2.1.

Zur Bestimmung der Parameter R_s , R_p , I_s und n_d der Diode anhand der I-U-Messdaten kann das Ersatzschaltbild aus Abbildung 2 herangezogen werden.

¹ Modell Hewlett-Packard 4145 A

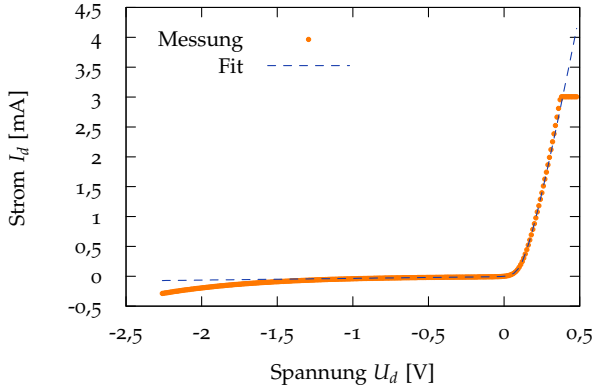


Abbildung 13: I-U-Kennlinie der Diode 9d1j2 zusammen mit einem Fit des Schaltungsmodells. Die Strombegrenzung war während der Messung auf 3 mA eingestellt.

Der Gesamtstrom setzt sich zusammen aus dem Strom durch den Parallelwiderstand R_p und dem Strom I_j durch die Barriere. Für eine Parameterbestimmung ist die Gleichung 2.8 nach I_d aufzulösen:

$$I_d = \frac{U_d}{R_s} + \frac{1}{R_s} (n_d U_T W(B) - A) \quad (2.57)$$

$$A = \frac{R_p}{R_p + R_s} (R_s I_s + U_d) \quad (2.58)$$

$$B = \frac{I_s}{n_d U_T} \frac{R_p R_s}{R_p + R_s} e^{\frac{A}{n_d U_T}} \quad (2.59)$$

Dabei bezeichnet $W()$ die Lambert-W-Funktion, für die gilt: $z = W(z) \exp(W(z))$.

Der Fit mit dem Schaltungsmodell zeigt eine gute Übereinstimmung für Spannungen größer $-1,25$ V. Dabei ergibt sich ein Idealitätsfaktor von $n_d = 1,06$ und ein Sättigungsstrom von $I_s = 5,7 \mu\text{A}$. Der berechnete serielle Widerstand der Diode ist mit $R_s = 73 \Omega$ im Vergleich zu anderen Dioden derselben Herstellung relativ hoch; der Wert des parallelen Widerstandes liegt bei $R_p = 34 \text{ k}\Omega$.

Nachdem die Diode auf der Antenne montiert und das Substrat entfernt wurde, wurden die folgenden Parameter ermittelt: $n_d = 1,22$, $I_s = 6,3 \mu\text{A}$, $R_p = 11,5 \text{ M}\Omega$ und $R_s = 65,9 \Omega$.

Der differentielle Widerstand sowie die Responsivität am Arbeitspunkt können aus der I-U-Kennlinie gewonnen werden. Die Kurven der Diode 9d1j2

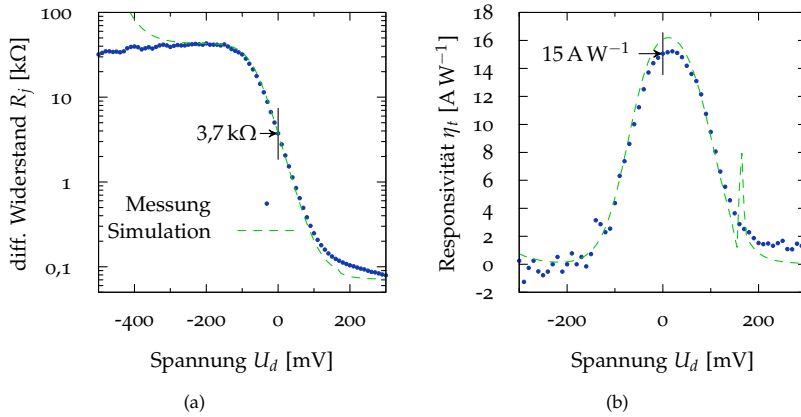


Abbildung 14: (a) Differentieller Widerstand und (b) Responsivität der Diode *gd1j2*. Die Punkte sind abgeleitet aus den Messdaten der I-U-Kennlinie, während die Linien aus der Simulation stammen. Markiert sind die Werte bei einer Spannung von 0 V.

zeigt Abbildung 14. Am Arbeitspunkt von 0 V liegt der differentielle Widerstand bei $3,7 \text{ k}\Omega$. Im Vergleich zu GaAs-basierten Schottkydioden ist dieser Wert erheblich niedriger und ermöglicht eine hinreichend gute Kopplung zur Antenne. Die Responsivität beträgt bei 0 V 15 A W^{-1} .

In den beiden Abbildungen ebenfalls enthalten ist die Simulation des I-U-Verhaltens unter Verwendung des Stromtransportmodells aus Abschnitt 2.3.1. Für die Diode wurden folgende Parameter angenommen: $\phi_B = 185 \text{ meV}$, $R_s = 70 \Omega$ und $A_d = 0,75 \mu\text{m}^2$. Zu erkennen ist eine weitgehende Übereinstimmung sowohl im differentiellen Widerstand als auch in der Responsivität.

Damit wird deutlich, dass die realisierten Dioden zum vorspannungsfreien Betrieb geeignet sind: Der differentielle Widerstand bei 0 V ist ausreichend niedrig, gleichzeitig ist die Responsivität nicht weit vom theoretischen Maximalwert entfernt.

Temperaturabhängigkeit

Die Charakterisierung der I-U-Kennlinie in Abhängigkeit von der Temperatur ermöglicht es, die Barrierenhöhe hergestellter Dioden abzuschätzen. Dies ist wichtig, da ϕ_B einen essentiellen Parameter des Stromtransportmodells darstellt.

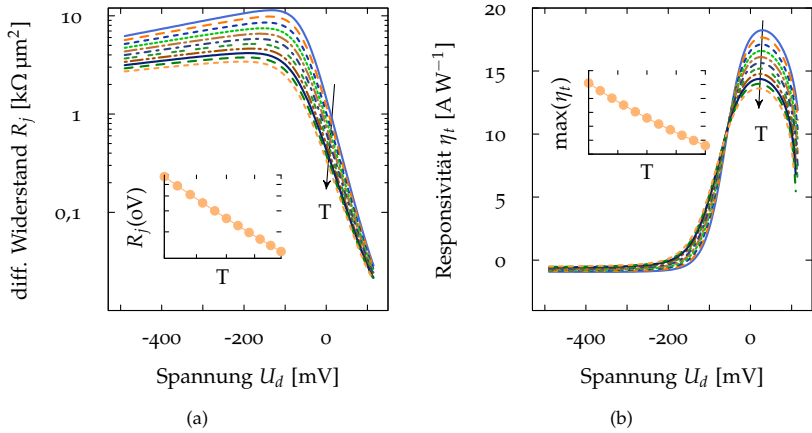


Abbildung 15: (a) Der differentielle Widerstand R_j in Abhängigkeit von der Temperatur T . T variiert zwischen 270 K und 350 K in Schritten von 8 K (Simulation). Die Einfügung zeigt den Verlauf von R_j bei $U = 0$ V über der Temperatur. (b) Die Responsivität η_t in Abhängigkeit von der Temperatur T . T variiert zwischen 270 K und 350 K in Schritten von 8 K. Die Einfügung zeigt den Verlauf des Maximums von η_t über der Temperatur.

Ein Ansteigen der Temperatur bewirkt ein Ansteigen des Diodenstromes, folglich sinkt auch der differentielle Widerstand (Abbildung 15a). Der Abfall zeigt im semi-logarithmischen Maßstab ein lineares Verhalten, wie die Kurve für den Wert bei 0 V verdeutlicht. Die Responsivität im Bereich von 0 V sinkt ebenfalls bei steigender Temperatur. Diese Berechnung berücksichtigt jedoch nicht die Kopplung an die HF-Quelle. Ist die Quellimpedanz erheblich kleiner als die differentielle Widerstand der Diode, verbessert ein Ansteigen der Temperatur die Effizienz der Kopplung.

Eine Messreihe von I-U-Kurven für verschiedene Temperaturen kann dazu verwendet werden, die Barrierenhöhe zu bestimmen, ohne eine Annahme für die Anodenfläche treffen zu müssen. Dies ist insofern interessant, als die Anodenfläche aus technologischen Gründen von Diode zu Diode variieren kann und nicht genau bekannt ist.

Die Kennlinie der Diode c_5 wurde im Bereich von 283,0 bis 359,1 K in einem Temperaturschrank aufgenommen. Dazu wurde die Diode zusammen mit einem Temperatursensor in einem geschlossenen Metallgehäuse montiert, um eine konstante Temperatur während eines Messvorgangs zu gewährleisten. Abbildung 16 zeigt, dass der Strom mit der Temperatur ansteigt. Die Messpunkte

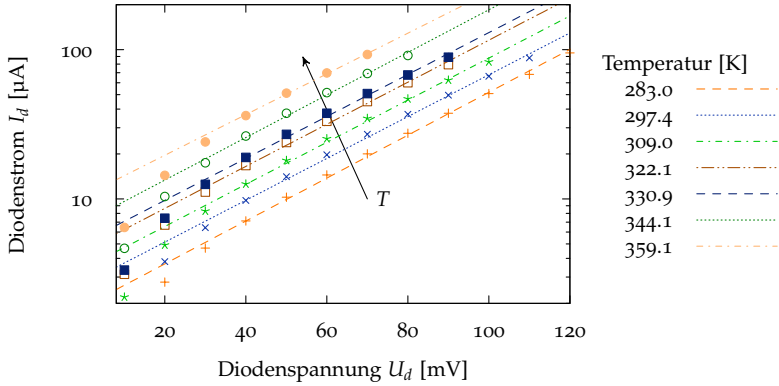


Abbildung 16: Temperaturabhängigkeit der Schottkydiode c5 in Vorwärtsrichtung (Messung).

Spannung U_d / mV	$\phi_B - U_d$ / mV	ϕ_B / mV	$A_d A^* / \text{A K}^{-2}$
40	130	170	$18,6 \cdot 10^{-9}$
60	124	184	$27,8 \cdot 10^{-9}$
80	100	180	$20,6 \cdot 10^{-9}$

Tabelle 1: Parameter der Schottkydiode, extrahiert aus der Temperaturabhängigkeit.

im Vorwärtsbereich können in einfach-logarithmischer Darstellung linear angenähert werden, wobei die Steigung identisch ist für alle Temperaturwerte.

In Vorwärtsrichtung ist der Stromfluss weitestgehend thermionischer Natur. Vernachlässigt man den Tunnelstrom und nimmt an, dass der Serienwiderstand R_s gleich 0Ω ist, lässt sich Gleichung 2.49 umformen in

$$\ln(I_d T^{-2}) = \ln(A_d A^*) - (\phi_B - U_d) \frac{e}{k_B T} \quad (2.60)$$

Innerhalb eines limitierten Temperaturbereichs sind A^* und ϕ_B weitgehend temperaturunabhängig. In [30] wird ein Bereich von $273 \text{ K} < T < 373 \text{ K}$ angegeben. Aus Plot von $\ln(I_d/T^2)$ über $1/T$ für einen festen Wert der Diodenspannung U_d kann ϕ_B aus der Steigung abgelesen werden. Der Schnittpunkt mit der Achse für $1/T = 0$ ergibt den Wert für $A_d A^*$.

In Abbildung 17a sind die Daten aus Abbildung 16 für drei Spannungswerte entsprechend der Gleichung 2.60 aufbereitet.

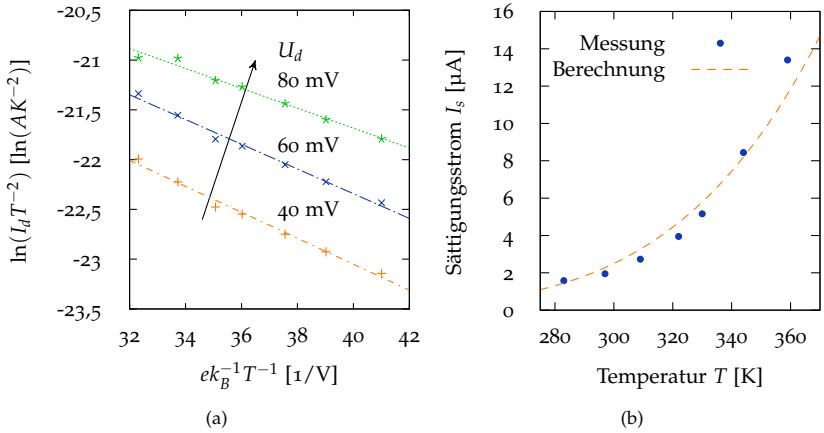


Abbildung 17: (a) Aufbereitung der I-U-Messdaten entsprechend Gleichung 2.60 für drei unterschiedliche Diodenspannungen U_d . (b) Der Vergleich von Berechnung und Messung des Sättigungsstromes I_s lässt auf eine Anodenfläche von ca. $0,72 \mu m^2$ für die Diode c5 schließen.

Aus dem Plot lassen sich die Werte für die Barrierehöhe ablesen, wie Tabelle 1 zeigt.

Der berechnete Wert für ϕ_B ist konsistent über alle drei Vorspannungen. Als Höhe der Barriere kann ca. 180 mV angenommen werden. Der ermittelte Wert deckt sich mit der in [72] berichteten Höhe für $In_{0,53}Ga_{0,47}As$ von 0,2 eV. Für $A_d A^*$ ergibt sich durch den logarithmischen Wert in der Darstellung eine breite Streuung; der zweite Wert liegt um den Faktor 0,5 über dem ersten.

Die ermittelte Barrierehöhe lässt sich über eine Berechnung der Anodenfläche überprüfen. Dazu wird nach Gleichung 2.47 der Sättigungsstrom I_s der Diode ermittelt und mit den Werten verglichen, die aus den Messungen angenommen werden können. Diese erhält man durch Fitten der I-U-Kennlinien an das Ersatzschaltbild (Abbildung 2). Wird für die Diode c5 eine Anodenfläche von $0,72 \mu m^2$ angenommen, sind die Abweichungen zwischen Berechnung und Messung am geringsten. Den Vergleich zeigt Abbildung 17b.

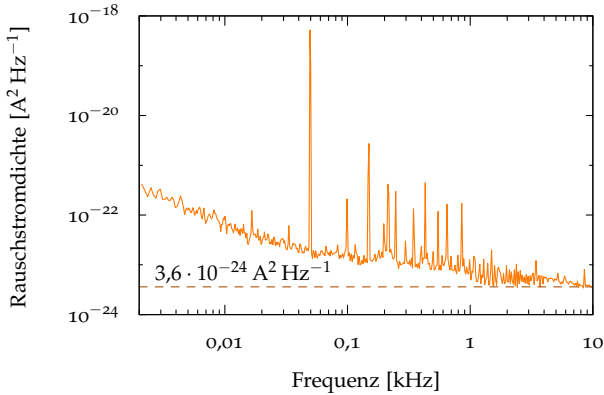


Abbildung 18: Messung des Rauschens der Diode 9d1j2 ohne Vorspannung. Die gestrichelte Linie entspricht dem thermischen Rauschen des differentiellen Widerstands der Diode ohne Vorspannung.

2.5.2 Rauschen

Thermisches Rauschen

Ohne Vorspannung und ohne einfallende THz-Strahlung wird das Rauschen des Detektors vollständig durch thermisches Rauschen bestimmt. Abbildung 18 zeigt eine Messung des Ausgangssignals der Diode 9d1j2, inklusive einem Transimpedanzverstärker. Es erfolgte keine spezielle Abschirmung der Diode, daher sind Einstreuungen von Störsignalen sichtbar, insbesondere aus dem Stromnetz (50 Hz Netzfrequenz). In der Abbildung wurde die Verstärkung von $1 \cdot 10^5 \text{ V A}^{-1}$ herausgerechnet.

Bei 15 Hz beträgt die Rauschstromdichte ca. $5 \cdot 10^{-23} \text{ A}^2 \text{ Hz}^{-1}$ und bei 1 kHz ca. $6 \cdot 10^{-24} \text{ A}^2 \text{ Hz}^{-1}$. Im Bereich unter 50 Hz ist ein $1/f$ -Abfall zu erkennen. Im Bereich über 1000 Hz erreicht das Rauschen der Diode das Level des thermischen Rauschens, welches ein ohmscher Widerstand gleich dem differentiellen Widerstand der Diode zeigt.

$1/f$ Rauschen

Ein stromabhängiges $1/f$ -Rauschen tritt sowohl beim Anlegen einer Vorspannung als auch durch den Stromfluss bei Einfall von THz-Strahlung auf den Detektor auf. Im folgenden Abschnitt wird das Rauschen unter Vorspannung in Abhängigkeit von der Stromstärke bestimmt.

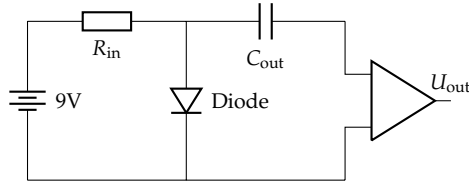


Abbildung 19: Schaltung zur Messung des stromabhängigen Rauschverhaltens einer Schottkydiode. Die Spannung U_{out} wird mit einem Spektrumanalyzer aufgezeichnet.

Zur Messung wird die Diode in eine Schaltung entsprechend Abbildung 19 eingebaut. Das äußere Rauschen wird durch eine Blockbatterie als Versorgung minimiert. Über den Widerstand R_{in} kann der Strom in der Diode eingestellt werden. Die Kapazität C_{out} dient zur Entkopplung der Gleichspannung vom Verstärker. Ihr Wert ist entsprechend der minimal zu untersuchenden Frequenz des Rauschspektrums gewählt.

Das Resultat der Messung der Rauschstromdichte über der Frequenz in Abhängigkeit vom Biasstrom ist in Abbildung 20 dargestellt. Durch den der Diode vorgeschalteten Tiefpass, welcher die Diode vor Zerstörung durch Spannungsspitzen schützt, ist die Messung auf Frequenzen unter 5 kHz beschränkt. Das $1/f$ -Verhalten tritt deutlich zutage. Die Messungen können entsprechend Gleichung 2.23 beschrieben werden durch

$$S_I(f) = k_0 I_d^\beta f^{-\alpha} \quad (2.61)$$

Aus der Abbildung wird deutlich, dass $\alpha = 1$ angenommen werden kann.

Die Werte für k_0 und β können aus dem Graphen von $S_I(f)$ über I_d für $f = 1 \text{ Hz}$ im doppelt-logarithmischen Maßstab abgelesen werden (Abbildung 21). Für k_0 ergibt sich dabei ein Wert von $3,4 \cdot 10^{-9}$, für β ein Wert von 1,75. Dieser Wert liegt innerhalb des Bereichs von $1 < \beta < 2$, den β laut [51] üblicherweise einnimmt.

1/f Rauschen bei HF-Leistung

Auch durch den Stromfluss, verursacht durch ein eingekoppeltes HF-Signal, ist ein frequenzabhängiges Rauschen an der Diode zu beobachten. Um diesen Effekt zu untersuchen, wurde eine Detektordiode mit angeschlossener Antenne und Transimpedanzverstärker durch einen Gunnoszillator mit 94 GHz beleuchtet. Über den Abstand zwischen Quelle und Detektor wird der detektierte Strom variiert und über einen Spektrum-Analyzer das Rauschspektrum aufgezeichnet.

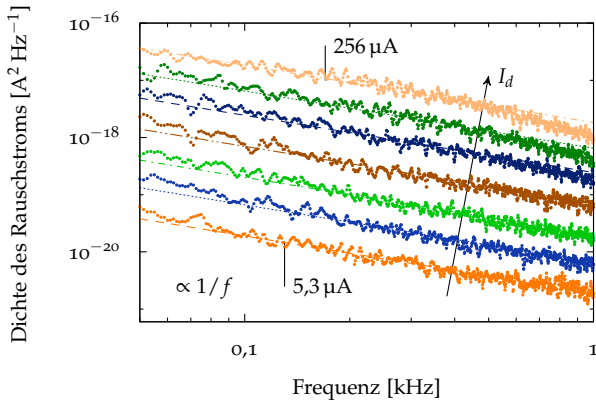


Abbildung 20: Messung des Detektorrauschens in Abhängigkeit von der Frequenz für sieben verschiedene Biasströme I_d (Diode 9g2). Der Biasstrom wurde auf die folgenden Werte eingestellt: $I_d = [5,3; 10,4; 19,8; 40,6; 85,4; 147; 256] \mu\text{A}$

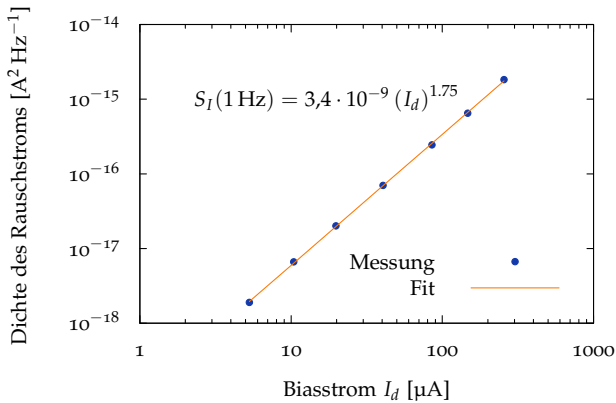


Abbildung 21: Messung des Detektorrauschens in Abhängigkeit vom DC-Strom (Diode 9g2). Die Steigung des Detektorrauschens für die verschiedenen detektierten Ströme zeigt ein lineares Verhalten im doppelt-logarithmischen Plot.

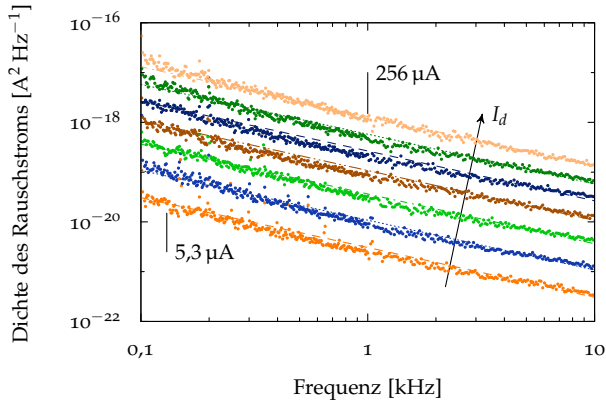


Abbildung 22: Messung des Detektorrauschens in Abhängigkeit von der Frequenz für unterschiedliche detektierte Ströme $I_d = [5, 3; 11; 22; 44; 88; 160; 256] \mu\text{A}$

Ähnlich zu den Untersuchungen mit Vorspannung aus dem letzten Abschnitt wurden unterschiedliche Gleichströme am Detektorausgang eingestellt. Das resultierende Rauschspektrum zeigt Abbildung 22. Es ist nahezu identisch zu dem, welches mit Vorspannung gemessen wurde. Die Zunahme der Rauschstromdichte mit dem Gleichstrom folgt ebenfalls Gleichung 2.61, dabei wurden folgende Werte ermittelt: $k_0 = 3,4 \cdot 10^{-9}$ und $\beta = 1,75$. Die Übereinstimmung mit dem vorigen Ergebnis lässt den Schluss zu, dass das Rauschen unabhängig von der Quelle des fließenden Gleichstromes entsteht. Außerdem scheint das Amplitudenrauschen der Quelle so schwach zu sein, dass das Ergebnis davon nicht beeinflusst wird.

Die Messungen zeigen, dass mit der Vorspannung das Rauschen der Diode stark ansteigt. Messfrequenzen von über 1 MHz wären nötig, um bei dem niedrigsten der gezeigten Strömen das thermische Rauschniveau zu erreichen. Schrotrauschen ist innerhalb des betrachteten Frequenzbereiches noch nicht sichtbar.

DIREKTE THZ-DETEKTION

Das vorliegende Kapitel befasst sich mit der breitbandigen direkten THz-Detektion mittels antennengekoppelten nichtlinearen Elementen. Der Fokus liegt auf der umfassenden Charakterisierung der wesentlichen Eigenschaften eines solchen Detektors, zu denen vor allem das Fernfeldverhalten und die absolute Responsivität in Abhängigkeit von der Frequenz gehören. Am Beispiel eines Detektormoduls, welches auf einer vorspannungsfreien Schottkydiode sowie einer Spiralantenne mit Substratlinse besteht, werden unterschiedliche Methoden zur Bestimmung der Detektoreigenschaften dargestellt.

3.1 DIREKTE DETEKTION

Als direkte oder inkohärente Detektion wird die messtechnische Umwandlung von Wechselfeldern in ein niederfrequentes Signal bezeichnet. Das Ausgangssignal ist dabei direkt von der Amplitude des THz-Signals abhängig. Die Phasenlage des Eingangssignals ist im Ausgangssignal nicht enthalten.

Gegenüber der kohärenten Detektion bietet sie folgende Vorteile: Der Aufbau ist einfacher und die Bandbreite ist nicht begrenzt durch die Bandbreite der Zwischenfrequenzstufe, wie es bei der heterodyn Detektion der Fall ist. Daneben ist die Empfindlichkeit eines direkten Detektors nicht wie die des kohärenten Detektors durch das Quantenlimit beschränkt [73]. Das Ausgangssignal bietet jedoch keine direkte Information über die Frequenzverteilung des Eingangssignals; diese kann über Filter oder Überlagerung in einem Interferometer gewonnen werden.

3.1.1 Grundlegende Spezifikationen

Um direkte THz-Detektoren einzuordnen und zu vergleichen, werden die folgenden Kennzahlen herangezogen:

- Die Responsivität \mathcal{R} ist gleich der Änderung des Ausgangssignals ΔU_{det} bei einer Änderung der Leistung des Eingangssignals um ΔP . Bei allen realen Detektoren ist die Responsivität frequenzabhängig.

$$\mathcal{R} = \frac{\Delta U_{\text{det}}}{\Delta P} \quad (3.1)$$

- Das Rauschsignal U_N des Detektors.
- Als äquivalente Rauschleistung (eng. *Noise Equivalent Power* NEP) wird die Leistung bezeichnet, welche der Rauschleistung des Detektors entspricht. Sie ist gleich dem Rauschsignal des Detektors geteilt durch seine Responsivität und ist gleich der kleinsten messbaren Eingangsleistung:

$$\text{NEP} = \frac{U_N}{\mathcal{R}} \quad (3.2)$$

- Unter *Noise Equivalent Temperature Difference* (NETD) versteht man die Temperaturdifferenz, welche dem Rauschen des Detektors entspricht. Sie ist somit die kleinste messbare Temperaturdifferenz eines Detektors in Abhängigkeit von der Messbandbreite:

$$\text{NETD} = \frac{U_N}{\Delta U_{\text{det}}/\Delta T} \quad (3.3)$$

Dabei ist ΔU_{det} die Signaländerung am Detektorausgang bei einer Temperaturänderung der Strahlungsquelle um ΔT . Die Angabe erfolgt üblicherweise in mK für eine Bandbreite von 1 Hz.

In der Aufzählung wird als Ausgangssignal des Detektors eine Spannung U_{det} angenommen. Die Definitionen können für einen Ausgangsstrom I_{det} entsprechend angepasst werden.

3.1.2 Detektionselement

Wie in Kapitel 2 dargelegt wurde, werden für die Gleichrichtung von THz-Wechselfeldern folgende Anforderungen an das diskrete nichtlineare Element gestellt:

- Eine hohe Nichtlinearität am Arbeitspunkt.
- Eine gute Ankopplung an die Impedanz der Antenne.
- Ein niedriges Eigenrauschen.
- Niedrige kapazitive Effekte.

3.1.3 Breitbandige Einkopplung

Im Falle eines nichtlinearen elektronischen Detektorelements erfolgt die Einkopplung von THz-Strahlung aus dem Freiraum üblicherweise über eine Antenne. Folgende Anforderungen werden an die Antenne gestellt:

- Das Verhalten der Antenne sollte nur eine geringe Variation gegenüber der Frequenz aufweisen.
- Die Einkopplung der zu messenden Strahlung sollte eine hohe Effizienz haben.
- Die Responsivität des Detektors sollte bekannt sein, um relative und absolute Aussagen über die eintreffende Leistung abgeben zu können.

Frequenzunabhängige Antennen

Für die breitbandige Detektion muss die Antenne für einen breiten Frequenzbereich ausgelegt sein. Dabei ist es wünschenswert, dass die Antenne nur eine geringe Variation ihrer Eigenschaften wie Impedanz, Strahlform und Polarisierung über der Frequenz aufweist. Eine Antenne, die dies erfüllt, wird als *frequenzunabhängig* bezeichnet.

Es existieren verschiedene Ansätze zum Design von frequenzunabhängigen Antennen. Allen gemeinsam ist, dass sie eine unendliche Ausdehnung der Antenne voraussetzen. Aufgrund der endlichen Dimensionen einer realen Antenne ist die Frequenzunabhängigkeit nur über einen bestimmten Frequenzbereich realisierbar; die untere und obere Grenzfrequenz ist von der maximalen und minimalen Größe der Antenne abhängig. Die minimale Größe bezeichnet dabei die Abmessungen im Fußpunkt der Antenne, welche in diesem Fall durch die Abmessungen des nichtlinearen Elements bestimmt ist.

Die drei wichtigsten Designansätze sind folgende:

1. Nach dem Prinzip von Rumsey zeigt eine Antenne keine Frequenzabhängigkeit, wenn ihr Design nur mit Hilfe von Winkeln beschrieben werden kann [74]. Die Skalierung einer solchen Antenne hat keine Auswirkung auf ihre Geometrie und somit auch keine Auswirkung auf ihre Charakteristik.
2. Ein zweites Design-Prinzip ist das der selbst-komplementären Antennen, bei dem Antenne und ihr Komplementär in der Form identisch sind. Über Babinet's Prinzip kann die Impedanz einer solchen Antenne sehr einfach

berechnet werden, da die Antennenimpedanz Z_a und die Impedanz ihres Komplementärs Z_k in folgender Relation zueinander stehen müssen [75]:

$$Z_a Z_k = Z_0^2 / 4 \quad (3.4)$$

Dabei bezeichnet Z_0 die Impedanz des umgebenden Freiraumes. Im Fall einer selbst-komplementären Antenne ist

$$Z_a = Z_k = Z_0 / 2 \quad (3.5)$$

Damit ist der Wert von Z_a konstant und nicht von der Frequenz abhängig. Für den Fall einer planaren Antenne auf dielektrischem Halbraum mit relativer Permittivität ϵ_r kann der Wert der effektiven relativen Permittivität gleich dem Mittelwert der beiden Halbräume gesetzt werden: $\epsilon_{r,eff} = (1 + \epsilon_r) / 2$ [76].

3. Nach dem Prinzip von DuHamel lässt sich über geometrische Merkmale, welche in logarithmischen Abstand zueinander wiederholt werden, der Einfluss der Frequenz minimieren [77]. Ein Beispiel ist die zirkulare, logarithmisch-periodische Antenne, welche in Kapitel 4 genauer betrachtet wird.

Durch Kombination der drei genannten Prinzipien kann eine relative Frequenzunabhängigkeit realisiert werden.

Eines der grundlegenden Probleme bei der Kopplung von nichtlinearen Detektorelementen an breitbandige Antennen ist das oft ungünstige Impedanzverhältnis zwischen den beiden Elementen. Dieses Problem kann durch ein Anpassnetzwerk nur für einen begrenzten Frequenzbereich gelöst werden.

Daneben stellt die Herstellung von Antennen für den THz-Bereich besondere Ansprüche an das Design. Aufgrund der geringen Abmessungen, welche im Wellenlängenbereich liegen, sind planare Antennen in der Herstellung zu bevorzugen. Diese werden meist auf ein dielektrisches Halbleitermaterial wie Silizium als Träger aufgebracht.

Substratlinsen

Die Abstrahlcharakteristik von planaren Antennen auf Substrat ist nicht symmetrisch bezüglich der Substratfläche. Vielmehr wird der größere Teil der Leistung in Richtung des Substrats abgestrahlt. Bei elementaren Schlitz- bzw. Dipolantennen beträgt das Verhältnis der Leistung zwischen Substrat-/Luftseite $\epsilon_r^{3/2}$ [78]. Außerdem beeinträchtigen Substratmoden die Empfangscharakteristik der Antenne stark. Sie entstehen innerhalb des Substrates durch Totalreflexion der Strahlen an der Grenzfläche zur Luft. Mit steigender Substratdicke steigt

auch die Ordnung der entstehenden Moden [79]. Diese Nachteile können unterdrückt werden, indem die Substratdicke sehr klein gewählt wird ($d < \lambda/25$). So wurden z. B. Dipol- und Yagi-Antennen auf 1 μm dicker LT-GaAs-Membran im THz-Bereich demonstriert [80]. Diese Substrate sind jedoch mechanisch sehr empfindlich und leicht zerbrechlich. Eine nachträgliche Montage von Detektorelementen auf einer solchen Antenne ist kaum noch möglich.

Deshalb werden als Alternative zur Vermeidung der genannten Probleme üblicherweise Substratlinsen eingesetzt, die auf der Rückseite des Antennen-substrats angebracht werden. Sie unterdrücken Substratmoden, darüber hinaus kann ihre Geometrie zur Optimierung der Strahlform genutzt werden. Dadurch kann der Detektor optimiert werden auf eine hohe Direktivität oder eine hohe Ankopplung an Gaußstrahlen. Im Idealfall haben Linsenmaterial und Antennensubstrat die gleiche Permittivität, sodass Reflexionen am Übergang minimiert werden. Am weitesten verbreitet sind Substratlinsen aus hochresistivem Silizium (engl. *High Resistivity Float Zone Silicon*, HRFZ-Si). Ihr Absorptionskoeffizient von weniger als $0,05 \text{ cm}^{-1}$ hat nur geringe Verluste im Bereich von 0,2 bis 2 THz zur Folge [81]. Der Brechungsindex beträgt $n = 3,42$ in diesem Frequenzbereich. Alternativ sind Linsen aus Quarzglas ($n = 2,1$) im Gebrauch, die Absorptionsverluste sind in Quarz jedoch höher.

Eingekoppelte Leistung

Für die Beschreibung der Leistung, die eine Antenne aufnimmt, kann die effektive Antennenfläche herangezogen werden. Sie ist für die meisten Antennen abhängig von Frequenz und Winkel der eintreffenden Leistung. Sie lässt sich über die Direktivität D_a der Antenne bestimmen [82]:

$$A_e(f, \theta, \phi) = e_{ai} e_{ap} D_a(f, \theta, \phi) \left(\frac{\lambda^2}{4\pi} \right) \quad (3.6)$$

f ist die Frequenz und λ die Wellenlänge der eintreffenden Strahlung. θ und ϕ geben den Empfangswinkel an. e_{ai} berücksichtigt Verluste, die durch Impedanzfehlانpassung entstehen, und e_{ap} Verluste, die durch mangelnde Übereinstimmung der Polarisierung entstehen. Die Direktivität ergibt sich aus der Strahlform der Antenne:

$$D_a(f, \theta, \phi) = 4\pi \frac{F_a(f, \theta, \phi)}{\int_{2\pi} \int_{\pi} F_a(f, \theta, \phi) \sin \theta d\theta d\phi} \quad (3.7)$$

Dabei bezeichnet $F_a(f, \theta, \phi)$ die Strahlungsintensität der Antenne im Fernfeld in Abhängigkeit von Frequenz und Winkel. Damit lässt sich die effektive Antennenfläche beschreiben durch

$$A_e(f, \theta, \phi) = e_{ai} e_{ap} \lambda^2 \frac{F_a(f, \theta, \phi)}{\int_{2\pi} \int_{\pi} F_a(f, \theta, \phi) \sin \theta d\theta d\phi} \quad (3.8)$$

Die gesamte Empfangsleistung ergibt sich durch Integration über alle Raumwinkel und alle Frequenzen:

$$P_r(T) = \int_{f_0}^{f_1} \int_{4\pi} A_e(f, \Omega) \left[\frac{1}{2} I_f(f, T(\Omega)) \right] d\Omega df \quad (3.9)$$

$$= \int_{f_0}^{f_1} \int_{2\pi} \int_{\pi} A_e(f, \theta, \phi) \left[\frac{1}{2} I_f(f, T(\theta, \phi)) \right] \sin \theta d\theta d\phi df \quad (3.10)$$

Die Verluste aufgrund der mangelnden Übereinstimmung der Polarisation lassen sich über den Polarisationsverlustfaktor (engl. *polarization loss factor*, PLF) berechnen [82]:

$$e_{ap} = |\rho_a \cdot \rho_w|^2 \quad (3.11)$$

Dabei bezeichnet ρ_a den Polarisationsvektor der empfangenden Antenne und ρ_w den Polarisationsvektor der einfallenden Welle. Stimmt die Polarisation von Antenne und Welle überein, dann ist $e_{ap} = 1$.

Ankopplung an Gaußstrahl

Ein wichtiger Parameter eines Detektors ist seine Ankopplung an einen Gaußstrahl, da viele quasi-optische Systeme auf der Ausbreitung von Gaußstrahlen basieren. Der wichtigste Mode ist dabei der fundamentale Mode, da er die höchste Konzentration an Leistung bietet und damit mit der geringsten Größe der optischen Elemente auskommt [83]. Der fundamentale Mode eines Gaußstrahls kann in Zylinderkoordinaten beschrieben werden durch

$$\mathcal{E}_g(r, z) = \mathcal{E}_0 \frac{w_0}{w(z)} \exp \left(- \left(\frac{r}{w(z_0 + z)} \right)^2 - ik \left(\frac{r^2}{2R(z)} + z_0 + z \right) + i\phi_0(z) \right) \quad (3.12)$$

w_0 bezeichnet die minimale Weite, z_0 den Abstand der minimalen Weite von dem Mittelpunkt der Linse. Bei der Weite $2w(z)$ transversal zur Ausbreitungsrichtung ist das elektrische Feld um $1/\exp(1)$ abgefallen. Die Weite ist definiert durch

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \frac{4(z_0 + z)^2}{k^2 w_0^4}} \quad (3.13)$$

Der Krümmungsradius $R(z)$ ist gegeben durch

$$R(z) = z_0 + z + \frac{k^2 w_0^4}{4(z_0 + z)} \quad (3.14)$$

Die Winkel ϕ_0 ist

$$\phi_0(z) = \arctan \frac{2(z_0 + z)}{kw_0^2} \quad (3.15)$$

Im Fernfeld, wo $z \gg \frac{kw_0^2}{2}$ ist, steigt $w(z)$ linear mit dem Abstand z . Die Linie der $1/e$ -Weite kann angenähert werden durch eine Tangente, welche zur Ausbreitungsrichtung des Strahls den Winkel θ_0 einnimmt:

$$\theta_0 = \arctan \left(\frac{2}{kw_0} \right) \quad (3.16)$$

Das Verhalten des Gaußstrahls im Fernfeld kann vollständig beschreiben werden in Abhängigkeit von θ und ϕ , wie in [84] gezeigt wird:

$$\mathcal{E}_g(r, \theta, \phi) = \frac{ik\varepsilon_0 w_0^2}{2r} \exp \left(-\frac{\sin^2 \theta}{\theta_0^2} - ikr + \frac{i\pi\theta^2}{\theta_1^2} \right) \quad (3.17)$$

Dabei ist die Phasenkonstante θ_1 gegeben durch

$$\theta_1 = \sqrt{2\pi} k z_0 \quad (3.18)$$

Über das innere Produkt der Strahlform des Detektors und des Gaußstrahls im Fernfeld lässt sich die Koppel-effizienz berechnen [85]:

$$\eta_g = \frac{\left| \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \mathcal{E}_a(\theta, \phi) \mathcal{E}_g(\theta, \phi) \sin \theta \cos \theta d\theta d\phi \right|^2}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} |\mathcal{E}_a(\theta, \phi)|^2 \sin \theta d\theta d\phi \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} |\mathcal{E}_g(\theta, \phi)|^2 \sin \theta \cos \theta d\theta d\phi} \quad (3.19)$$

3.2 CHARAKTERISIERTES DETEKTORMODUL

Den Aufbau des untersuchten Detektormoduls, welches von *ACST GmbH* hergestellt wurde, zeigt Abbildung 23. Über die Substratlinse wird das THz-Signal aus dem Freiraum in eine planare Spiralantenne eingekoppelt. Als nichtlineares Detektionselement dient eine vorspannungsfreie Schottkydiode, welche im Zentrum der Antenne platziert ist. Über einen Niederfrequenzverstärker wird das gleichgerichtete Signal der Diode an der Antenne abgegriffen und verstärkt an den Ausgang gegeben.

Die Strukturierung der Antenne erfolgt über UV-Kontaktlithografie auf hochresistivem Siliziumsubstrat mit einer Dicke von 500 μm . Silizium ist ideal,

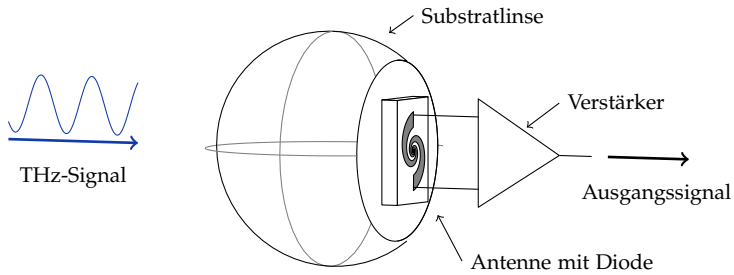


Abbildung 23: Das untersuchte Modul zur direkten THz-Detektion besteht aus einer Substratlinse, einer breitbandigen Spiralantenne sowie einer Schottkydiode mit nachgeschaltetem Verstärker.

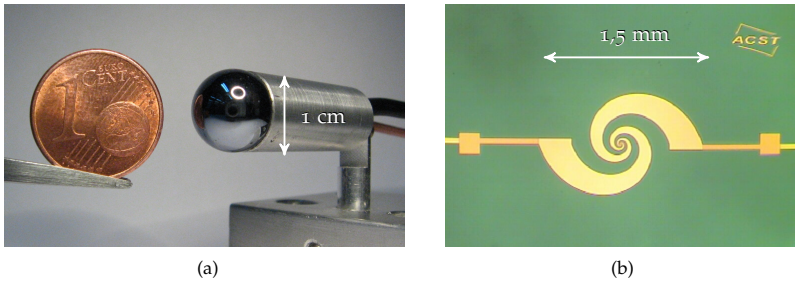


Abbildung 24: (a) Das Detektormodul mit Gehäuse im Größenvergleich zu einer Münze. (b) Die Schottkydiode ist im Zentrum der Spiralantenne montiert. Die beiden Quadrate links und rechts der Antenne dienen als Kontaktflächen zum Messen des gleichgerichteten Signals.

da es niedrige Verluste im THz-Bereich aufzeigt. Darauf wird eine dünne Siliziumoxidschicht abgeschieden, um parasitäre Ströme durch das Silizium zu verhindern. Als Antennenmetallisierung wird über Verdampfen 10 nm Titan und 300 nm Gold aufgebracht. Diese Dicke ist ausreichend, da aufgrund der Stromverdrängung die leitende Schicht schon bei 100 GHz nur eine äquivalente Dicke von 240 nm hat. Um die Montage der Diode zu erleichtern, werden zusätzlich am Fußpunkt der Antenne zwei Kontaktflächen elektrisch plattiert. Eine der hergestellten Antennen ist in Abbildung 24b dargestellt. Sie besitzt folgende Parameter: $\gamma = 0,331$, $\phi_{\max} = 2\pi$ und $d_{\min} = 9,08 \mu\text{m}$. Eine Erklärung der Parameter erfolgt im nächsten Abschnitt (Seite 54). Daraus ergibt sich für die Antenne ein Gesamtdurchmesser des geschwungenen Bereichs von $1506,4 \mu\text{m}$. Daran schließen sich zwei Kontaktleitungen zur Gleichstrom-Verbindung der Diode an.

Zur Integration von Diode und Antenne sind generell zwei Ansätze möglich: Die Diode kann entweder direkt zusammen mit der Antenne hergestellt werden oder die Herstellung beider Komponenten erfolgt separat und die Diode wird anschließend auf der Antenne montiert. Bei der ersten Methode entfällt die Montage, was insbesondere bei kleinen Diodenabmessungen von Vorteil ist. Jedoch ist der Verbrauch an Dioden-Wafermaterial sehr hoch, da die gesamte Antenne darauf platziert werden muss. Wird nur die Diode auf dem Wafer hergestellt, können erheblich mehr Dioden pro Wafer hergestellt werden. Dieser Punkt ist insbesondere dann wichtig, wenn der Halbleiter, welcher für den aktiven Bereich der Diode eine Rolle spielt, epitaktisch hergestellt werden muss und deshalb hohe Kosten verursacht. Im vorliegenden Fall wurde das zweite Verfahren gewählt und der Diodenchip nach Fertigstellung auf der Antenne montiert.

Das komplette Detektormodul ist in Abbildung 24a zu sehen. Es enthält neben der Linse mit aufgebrachter Antenne und Diode einen rauscharmen Transimpedanzverstärker, der den gleichgerichteten Diodenstrom in eine proportionale Spannung umwandelt. Das Verhältnis von Ausgangsspannung U_a zum Eingangsstrom I_d ist über das Verstärkerdesign auf 10^5 V A^{-1} eingestellt. Der Verstärker besitzt eine obere 3 dB-Grenzfrequenz von 1 MHz und arbeitet hinunter bis in den DC-Bereich. Die Integration aller Komponenten in ein Gehäuse ermöglicht einen flexiblen Einsatz des Detektors.

Zwei verschiedene Linsenkonfigurationen wurden getestet: zum einen eine Linse mit 10 mm Durchmesser und einem Abstand der planen Fläche zum Kugelmittelpunkt von $L_1 = 1,7 \text{ mm}$, zum anderen eine Linse mit gleichem Durchmesser und einem verkürzten Abstand von $L_1 = 1,05 \text{ mm}$. In beiden Fällen ist die Diode auf einem Siliziumchip aufgebracht, welcher eine Dicke von $L_1 = 0,5 \text{ mm}$ hat, sodass der Abstand der Antenne vom Kugelmittelpunkt $L_1 = 2,2 \text{ mm}$ bzw. $L_1 = 1,55 \text{ mm}$ beträgt.

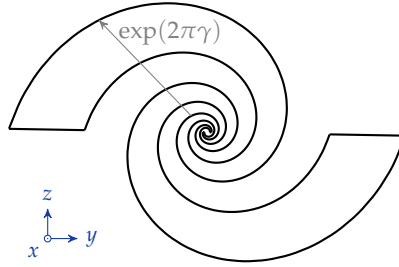


Abbildung 25: Selbst-komplementäre Spiralantenne

3.3 FERNFELDVERHALTEN

Der folgende Abschnitt hat das Ziel, das Fernfeldverhalten des vorgestellten Detektormoduls zu bestimmen. Dies geschieht sowohl über eine Modellierung als auch durch Messung. Dazu wird zuerst das Verhalten der Antenne betrachtet, bevor der gesamte Detektor als Kombination von Antenne und Substratlinse untersucht wird.

3.3.1 Spiralantenne

Die Form der Spiralantenne, welche in Abbildung 25 dargestellt ist, ist weitgehend über Winkel definiert, daneben kann sie selbst-komplementär ausgelegt werden. Sie zeigt eine zirkulare Polarisation, wodurch lineare Polarisation mit beliebiger Richtung eingekoppelt werden kann. Ferner weist sie in einem weiten Frequenzbereich eine langsame Variation der Impedanz auf, was sich günstig auf die Kalibrierung der Detektorresponsivität auswirkt.

Die beiden Begrenzungslinien einer planaren Spiralantenne können in kartesischen Koordinaten beschrieben werden durch

$$x(\phi) = d_{\min} \exp(\gamma\phi) \sin(\phi) \quad (3.20)$$

$$y(\phi) = d_{\min} \exp(\gamma\phi) \cos(\phi) \quad (3.21)$$

Dabei ist $0 \leq \phi \leq \phi_{\max}$. Die Parameter γ , d_{\min} und ϕ_{\max} legen die Form der Antenne vollständig fest. Erhöht sich ϕ um 2π , ist dies gleichbedeutend mit einer Expansion um $\exp(\gamma 2\pi)$. Bei einer selbst-komplementären Antenne ist die zweite Begrenzungslinie des ersten Armes um $\pi/2$ gegenüber der ersten gedreht.

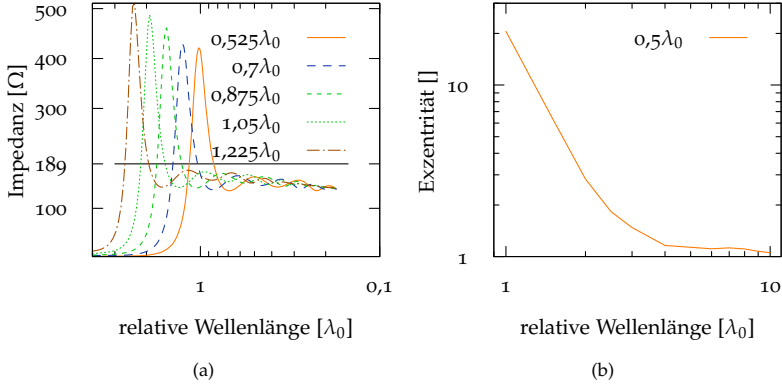


Abbildung 26: (a) Simulation der Impedanz im Fußpunkt der Spiralantenne für unterschiedliche Längen L_s der Antennenarme (b) Exzentrizität der Spiralantenne in Abhängigkeit von der Wellenlänge bei einer Armlänge von $L_s = 0,5\lambda_0$.

Die Länge L_s der Spiralantenne kann berechnet werden durch

$$L_s(\phi_{\max}) = \sqrt{\gamma^{-2} + 1} (r(\phi_{\max}) - r(0)) \quad (3.22)$$

wobei $r(\phi) = d_{\min} \exp(\gamma\phi)$ ist [86]. Der Expansionsfaktor γ bestimmt den Durchmesser einer Antenne mit gegebener Länge $L_s(\phi_{\max})$: Bei größerem γ steigt auch die benötigte Fläche.

Durch die Länge der Spirale ist die untere Grenzfrequenz definiert, während die Struktur im Zentrum der Antenne die obere Grenzfrequenz bestimmt. In Abbildung 26a ist die simulierte Impedanz über der Frequenz für verschiedene Antennenlängen L_s aufgetragen. Die Antennenlänge ist entsprechend der Gleichung 3.22 berechnet. Die übrigen Antennenparameter lauten bezogen auf die relative Wellenlänge λ_0 : $d_{\min} = 1,14 \cdot 10^{-3}\lambda_0$ und $\gamma = 0,4$. Die Ergebnisse wurden durch Simulation mittels des Zeitbereichssolvers von CST *Microwave Studio* für eine Antenne im Freiraum ermittelt. Alle Kurven zeigen eine Resonanz der Antenne bei einer Wellenlänge, die der vierfachen Länge eines Antennenarms entspricht. Oberhalb dieser Wellenlänge ist die Impedanz nahezu konstant; sie liegt knapp unterhalb dem von Gleichung 3.4 für Vakuum vorhergesagten Wert von 189 Ω.

Die Polarisation der Spiralantenne ist nahezu zirkular mit einer Rotation des \mathcal{E} -Feldes entsprechend der Rotation der Spirale. Dadurch werden Eingangssignale mit linearer Polarisation unabhängig vom Polarisationswinkel mit einem

Verlust von 3 dB eingekoppelt. Für Wellenlängen im Bereich der Armlänge der Antenne ist die Polarisation nicht mehr rein zirkular.

Die Abweichung der wirklichen Polarisation von der zirkularen Polarisation kann über die Exzentrizität AR angegeben werden [82]. Diese bezeichnet das Längenverhältnis von der Hauptachse der Polarisationsellipse zur Nebenachse. Die Exzentrizität liegt im Bereich $1 < AR < \infty$; sie ist 1 für rein zirkuläre Polarisation und ∞ für rein lineare Polarisation.

$$AR = \frac{\text{Hauptachse}}{\text{Nebenachse}} = \frac{OA}{OB} \quad (3.23)$$

$$OA = \sqrt{\frac{1}{2} (\varepsilon_{x0}^2 + \varepsilon_{y0}^2 + a)} \quad (3.24)$$

$$OB = \sqrt{\frac{1}{2} (\varepsilon_{x0}^2 + \varepsilon_{y0}^2 - a)} \quad (3.25)$$

$$a = \sqrt{E_{x0}^4 + E_{y0}^4 + 2E_{x0}^2 E_{y0}^2 \cos(2\Delta\psi)} \quad (3.26)$$

Dabei bezeichnen ε_{x0} und ε_{y0} die Amplituden der elektrischen Felder in die beiden orthogonalen Richtungen und $\Delta\psi$ die Phasendifferenz zwischen beiden Komponenten.

In Abbildung 26b ist die Exzentrizität gegenüber der Wellenlänge einer Spiralantenne der Länge $L_s = 0,5\lambda_0$ und $\gamma = 0,25$ dargestellt. Bei großen Wellenlängen ist der Wert größer 10, während er sich für kleinere Wellenlängen der 1 annähert.

Eine planare Spiralantenne strahlt mit zwei Hauptkeulen, beide stehen senkrecht zur Antennenebene. Ohne Substrat sind beide Keulen bis auf eine Rotation um 180° identisch. Abbildung 27 zeigt das Fernfeld in eine Richtung in Abhängigkeit vom Spiralantennenparameter γ . Dabei wurde die y-Achse so gewählt, dass die xy-Ebene an der breitesten Stelle des Fernfeldes liegt, da die Strahlform der Antenne mit der Frequenz entsprechend dem Faktor γ rotiert. Ein steigender Wert von γ hat eine leicht sinkende Direktivität zur Folge; außerdem wird das Fernfeld insbesondere in der xz-Ebene leicht unregelmäßig, die Maxima liegen teilweise nicht mehr in x-Richtung. Die Feststellung dieser Tendenz ist eine Bestätigung der messtechnischen Beobachtungen aus [86].

Wird die Antenne auf ein dielektrisches Substrat wie Silizium aufgebracht, ändert sich die Strahlform der Antenne. Je größer die Permittivität des Dielektrikums, desto mehr Energie wird in seine Richtung abgestrahlt. Die folgenden Ergebnisse stammen aus der Simulation einer Antenne auf einem dielektrischem Halbraum. Zur Modellierung dieses Halbraums wird die Antenne auf Substrat einschließlich des direkten Umfeldes mit offener Randbedingung simuliert. Anschließend erfolgt die Fernfeldberechnung über die Oberflächenströme des Randgebietes. Dabei werden für das Fernfeld in einem der Halb-

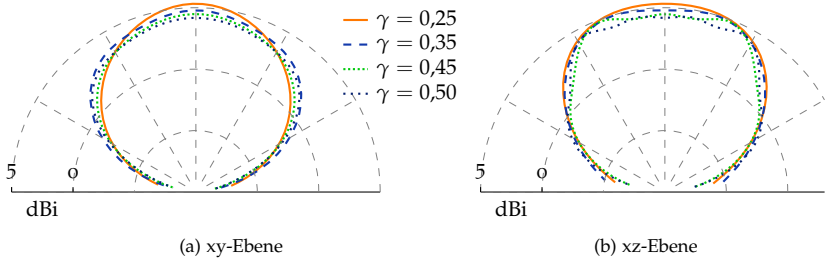


Abbildung 27: Direktivität der Spiralantenne ohne Substrat in Abhängigkeit von Parameter γ für die beiden Feldebenen (Simulation). Die Werte der weiteren Parameter in der Simulation waren: $L_s = 1\lambda_0$, $d_{\min} = 7,7 \cdot 10^{-4}\lambda_0$, $\lambda = 0,18\lambda_0$.

räume nur die Oberflächenströme des jeweiligen Gebietes berücksichtigt. Eine genauere Beschreibung der Simulation des dielektrischen Halbraums erfolgt im nächsten Abschnitt.

Die Antenne hat folgende Parameter: $\gamma = 0,331$, $\phi_{\max} = 2\pi$, $d_{\min} = 9,08 \mu\text{m}$. Als Permittivität wird $\epsilon_r = 11,7$ angenommen, dem Wert von Silizium im THz-Bereich.

Abbildung 28 zeigt das Fernfeld der Spiralantenne bei 500 GHz für die beiden Ebenen des Fernfeldes. Die beiden Keulen sind nicht mehr identisch, der größere Teil der Leistung wird in Richtung des Substrates abgestrahlt. Eine Integration der über die gesamten Halbräume abgestrahlten Leistung ergibt, dass 94,6 % der Leistung in Richtung des Substrates abgegeben werden und 5,4 % in die Luft.

Durch das Substrat ändert sich die Impedanz der Antenne; sie wird gegenüber der einer Antenne im Vakuum kleiner. Abbildung 29 stellt Real - und Imaginärteil der Antennenimpedanz im Bereich bis 3 THz für eine Antenne auf Silizium dar. Beide Anteile zeigen keine abrupten Änderungen, der Realteil bleibt bis 1,3 THz unter 100Ω .

Die gleichmäßige Impedanzeigenschaft sowie die relativ konstante Fernfeldeigenschaft der Antenne über der Frequenz erlauben eine breitbandige Einkopplung von Leistung. Die Fernfeldeigenschaften des gesamten Detektors werden jedoch zusätzlich wesentlich durch die Linse beeinflusst, dies wird im nächsten Abschnitt untersucht.

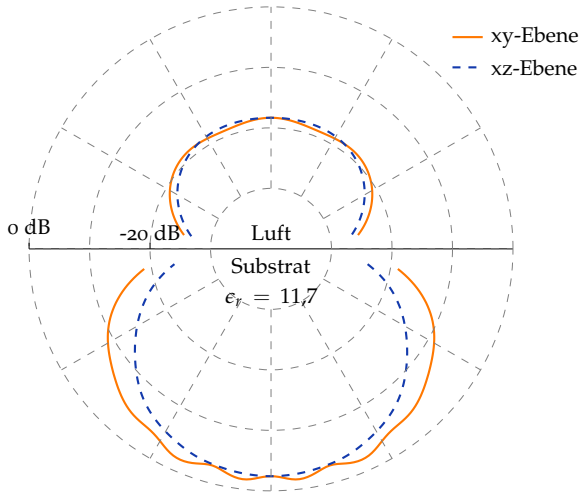


Abbildung 28: Strahlform des Fernfeldes der Spiralantenne in Substrat und Luft (Simulation). Angegeben ist \mathcal{E}^2/Z , das Quadrat des elektrischen Feldes geteilt durch die Impedanz des jeweiligen Materials, in dB.

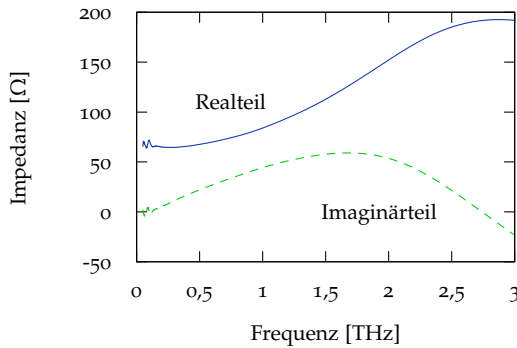


Abbildung 29: Impedanz im Fußpunkt einer verlustfreien Spiralantenne, welche auf Siliziumsubstrat aufgebracht ist (Simulation).



Abbildung 30: (a) Siliziumlinse mit aufgeklebtem Spiralantennenchip. (b) Eine sphärisch geformte Linse ist vollständig durch die beiden Parameter R_l und L_l beschrieben, dabei steht R_l für den Radius der Kugel und L_l für den Abstand der Antenne vom Kugelmittelpunkt.

3.3.2 Substratlinse

Substratlinsen besitzen meist eine sphärische oder eine elliptische Form. Da sphärische Linsen einfacher in der Herstellung sind, sind sie weiter verbreitet. Die Form einer sphärischen Linse wird bestimmt durch die beiden Parameter Radius R_l und Abstand L_l der Antenne vom Mittelpunkt der Kugel (Abbildung 30).

3.3.3 Geometrische Abschätzung

Der Einfluss der Parameter auf die Strahlform kann mithilfe der geometrischen Optik abgeschätzt werden. In Abbildung 31 sind für drei verschiedene Konfigurationen von L_l die Strahlverläufe gegenübergestellt. Wie in [87] gezeigt wird, steigt bei einer Verlängerung des Abstandes L_l die Direktivität an, bis das Limit der Diffraction erreicht ist. Bei maximaler Direktivität besitzt die Linse annähernd die Form einer Ellipse mit der Antenne an der weit vom Mittelpunkt entfernten Position. Der Antennenabstand einer Linse aus Silizium beträgt dann $L_l = R_l \frac{1}{n-0,5}$ (n ist der Brechungsindex der Linse). Bei einer weiteren Verlängerung des Abstands L_l verringert sich gleichzeitig nach [87] auch die Einkopplung in einen Gaußstrahl. Bis zu der Länge $L_l = R_l \frac{1}{n}$ ist die Kopplung annähernd 100 %. Eine Linse mit dieser Länge wird auch als *hyperhemispherical* bezeichnet; bis zu dieser Länge tritt keine Totalreflexion an der Linsenoberfläche auf. Befindet sich die Antenne dagegen nahezu im Fokuspunkt der Linse, ist der Strahl am Ausgang der Linse nahezu kollimiert. Die Länge ist in diesem Fall $L_l = R_l \frac{1}{n-1}$ [88].

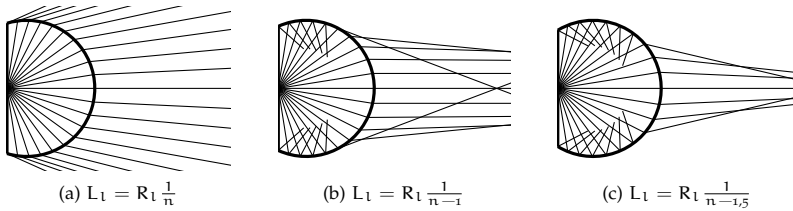


Abbildung 31: Mithilfe der geometrischen Optik berechneter Strahlenverlauf einer Substratlinse für unterschiedliche Abstände L_1 der Antenne vom Kugelzentrum ($n = 3,42$).

3.3.4 *Hybride Simulation*

Das genaue Verhalten der Antenne auf Substratlinse kann messtechnisch untersucht werden. Jedoch ist eine Simulation wünschenswert, um den Einfluss verschiedener Parameter von Linse und Antenne sichtbar machen zu können. Damit ist eine Optimierung für bestimmte Einsatzzwecke möglich.

Die geometrische Optik liefert nur ungenaue Information über das Fernfeldverhalten der Linse. Für ein genaueres Ergebnis ist eine detailliertere Methode nötig. Prinzipiell ist es möglich, das Fernfeld des Detektors auf Basis der Maxwell'schen Gleichungen zu bestimmen. Dabei können nach einer Diskretisierung des Lösungsraums numerische Methoden zur Lösung der Gleichungen in Integral- bzw. Differentialform verwendet werden. Durch die Diskretisierung ergibt sich für die Feldberechnung der elektrisch großen Substratlinse jedoch ein erheblicher Bedarf an Speicher und Rechenleistung. Auch Verfahren wie Integralsolver auf Basis der Greenschen Funktionen, bei denen ein Oberflächen-gitter genügt, stoßen bei diesen Abmessungen an ihre Grenzen. Insbesondere für Optimierungen des Linsendesigns ist eine schnelle Analysemethode nötig.

Aus diesem Grund wurde in der vorliegenden Arbeit eine hybride Methode entwickelt: Das Verhalten der planaren Antenne wird durch die genaue Methode der Finiten Integrale (FI) bestimmt; der Einfluss der Linse wird durch das schnellere asymptotische Verfahren der physikalischen Optik (PO) angenähert. Dadurch kann auch das Fernfeld komplexer planarer Antennen auf Substratlinsen untersucht werden. Genaue und asymptotische Methoden können dabei vollhybrid miteinander gekoppelt werden, wodurch sich genaue und asymptotische Methode beidseitig beeinflussen. Dies wurde z. B. in [89] gezeigt. Die Implementation kann jedoch erheblich vereinfacht werden, wenn die Methoden einfach gekoppelt werden und nur der asymptotische Bereich durch den genauen Bereich beeinflusst wird, nicht jedoch umkehrt.

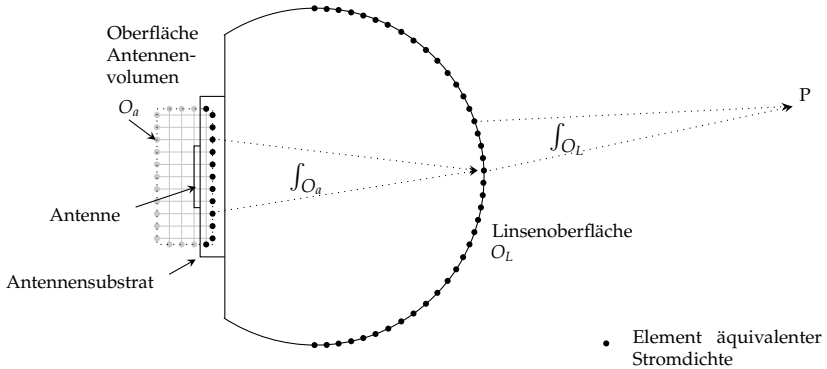


Abbildung 32: Bei der hybriden Methode zur Fernfeldberechnung der Antenne auf Substratlinsen wird nur die Antenne auf Dielektrikum mithilfe der FI modelliert (Gebiet innerhalb O_a). Das Fernfeld im Punkt P wird über Brechung des Antennenfeldes an der Linsenoberfläche sowie Integration über die äquivalenten Oberflächenströme auf der Linse asymptotisch bestimmt.

Diese einfache Kopplung wurde im vorliegenden Fall gewählt. Dies bedeutet, dass die Rückstreuung der Linse zur Antenne nicht berücksichtigt wird.

Die Vereinfachung eines asymptotischen Verfahrens ist zulässig, da zum einen die Abmessung der Linse groß gegenüber der Wellenlänge ist. Zum anderen ist die Linse einfach strukturiert, denn ihre Krümmung ist klein gegenüber der Wellenlänge.

Die vorliegende Arbeit ist eine Weiterführung von [87] und [90], wo ebenfalls über eine dreidimensionale Simulation mittels PO die Fernfeldeigenschaften von Substratlinsen untersucht werden. Die Analyse dort ist jedoch beschränkt auf planare Antennen wie den H-Dipol, deren Fernfeld analytisch beschrieben werden kann. Weitere Untersuchungen werden in [84] durchgeführt, dabei wird auch der Einfluss von Reflexionen in der Linse durch Strahlenoptik berücksichtigt. In [91] werden die internen Reflexionen über die Ausbreitung von Strahl-Röhren modelliert.

Im vorliegenden Fall wurde FI als exakte Methode gewählt, da mit *CST Microwave Studio* eine entsprechende Implementation zur Verfügung stand. Damit kann die Feldverteilung der Antenne im Zeitbereich simuliert werden; anschließend steht sie in komplexer Form im Frequenzbereich zur Verfügung. Die Antenne wird auf einem dielektrischen Halbraum modelliert; dies geschieht durch Ansetzen einer offenen Randbedingung, bei der idealerweise keine Reflexion am Rand des Rechengebiets erfolgt. Für die Kopplung zur PO

ist die Feldverteilung im dreidimensionalen Raum der Antenne nicht nötig. Nach dem Äquivalenzprinzip genügt es, die Feldverteilung an der Oberfläche zu kennen, um auf das Feld außerhalb des Antennenbereichs zu schließen [82].

Für die Berechnung des Detektor-Fernfeldes ergeben sich folgende Schritte:

- Berechnung des Nahfeldes der planaren Antenne auf dielektrischem Halbraum (Finite Integrale)
- Berechnung des Feldes an der Innenseite der Linsenoberfläche aus den Nahfelddaten (physikalischen Optik)
- Berechnung des Feldes an der Außenseite der Linse durch Brechung an der Oberfläche (geometrischen Strahlenoptik)
- Berechnung des Fernfeldes außerhalb der Linse aus der Feldverteilung an der Außenseite der Linse (physikalischen Optik)

Dabei werden die letzten drei Schritte entsprechend dem in [87] vorgestellten Verfahren durchgeführt. Abbildung 32 illustriert die einzelnen Schritte.

Nahfelddaten Antenne

Das Nahfeldverhalten der Antenne auf Substratlinse kann angenähert werden durch die Antenne auf einem dielektrischen Halbraum. Zieht man ein numerisches Verfahren wie FI heran, genügt es, wenn das Rechenggebiet die Antenne selbst sowie deren unmittelbare Umgebung umschließt. Die Feldverteilung außerhalb des Rechenggebietes kann über äquivalente Oberflächenströme bestimmt werden, welche sich aus der Feldverteilung an der Außenfläche des Rechenggebietes ergeben.

Für die exakte Berechnung muss die Feldverteilung am Rand des Lösungsgebietes stets bekannt sein. Für ein offenes Simulationsgebiet muss die Randbedingung so modelliert werden, dass die Reflexionen an den Rändern des Rechenggebietes minimal sind. Dies kann z. B. durch absorbierende oder perfekt angepasste Schichten erreicht werden, um welche das Rechenggebiet erweitert wird.

Bei Verwendung des üblichen kartesischen Yee-Gitters [92] für die Diskretisierung des numerischen Verfahrens sind die elektrischen und magnetischen Felder an unterschiedlichen Stellen lokalisiert. Der Greensche Satz verlangt, dass die beiden Komponenten der äquivalenten Oberflächenströme an gleicher Stelle lokalisiert sind. Deshalb ist eine Interpolation nötig, wobei verschiedene Verfahren angewendet werden können, wie in [93] vergleichend dargestellt wird. Im vorliegenden Fall wird folgender Ansatz gewählt: Pro Raumrichtung der Oberfläche gehen zwei \mathcal{E} -Feld-Werte und vier \mathcal{H} -Feld-Werte in die

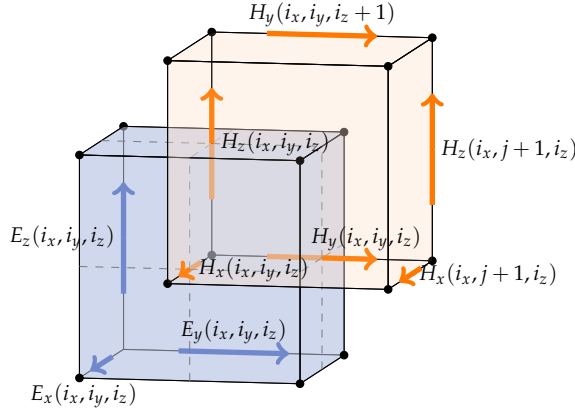


Abbildung 33: Feldkomponenten im Yee-Gitter: \mathcal{E} - und \mathcal{H} -Komponenten sind an unterschiedlichen Stellen im Raum platziert.

Berechnung eines interpolierten Oberflächenstromelementes ein. Abbildung 33 verdeutlicht die Lage der Feldkomponenten im Yee-Gitter. Die Berechnungsvorschrift für die interpolierten Feldkomponenten lautet somit für eine Fläche in der yz -Ebene:

$$\mathcal{E}_z^{\text{int}}(i_x, i_y, i_z) = \frac{1}{2} (\mathcal{E}_z(i_x, i_y, i_z) + \mathcal{E}_z(i_x, i_y + 1, i_z)) \quad (3.27)$$

$$\mathcal{E}_y^{\text{int}}(i_x, i_y, i_z) = \frac{1}{2} (\mathcal{E}_y(i_x, i_y, i_z) + \mathcal{E}_y(i_x, i_y, i_z + 1)) \quad (3.28)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_z^{\text{int}}(i_x, i_y, i_z) = \frac{1}{4} & (\mathcal{H}_z(i_x, i_y, i_z) + \mathcal{H}_z(i_x - 1, i_y, i_z) \\ & + \mathcal{H}_z(i_x, i_y, i_z - 1) + \mathcal{H}_z(i_x - 1, i_y, i_z - 1)) \end{aligned} \quad (3.29)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_y^{\text{int}}(i_x, i_y, i_z) = \frac{1}{4} & (\mathcal{H}_y(i_x, i_y, i_z) + \mathcal{H}_y(i_x - 1, i_y, i_z) \\ & + \mathcal{H}_y(i_x, i_y - 1, i_z) + \mathcal{H}_y(i_x - 1, i_y - 1, i_z)) \end{aligned} \quad (3.30)$$

Dabei bezeichnen i_x , i_y und i_z die Indizes der Gitterpunkte. Die Komponenten der anderen beiden Ebenen erfolgt analog. Dieser Ansatz bietet einen geringen Fehler bei niedrigem Rechenaufwand [93].

Wie bereits erwähnt, strahlt eine planare Antenne auf Dielektrikum den größten Teil ihrer Energie in Richtung des Dielektrikums ab. Deshalb kann das geschlossene Integral näherungsweise über die Oberfläche des Antennenvolumens ersetzt werden durch ein Integral über dem Teil der Oberfläche, welcher innerhalb des Dielektrikums liegt. Dies verringert die Zahl der Rechenschritte,

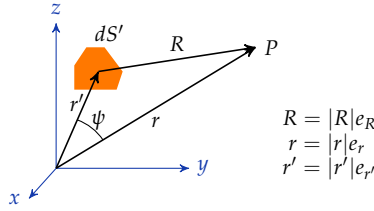


Abbildung 34: Für die Linsensimulation verwendete Ortskoordinaten

außerdem vereinfacht sich dadurch folgendes Problem: Erfolgt die Integration über die gesamte Oberfläche, muss die dielektrische Grenzschicht berücksichtigt werden, wenn sich der Fernfeldpunkt im Dielektrikum, der äquivalente Oberflächenstrom jedoch außerhalb davon befindet.

Feldverteilung Innenseite Linse

Aus der Feldverteilung an der Oberfläche des Volumens, welches die Antenne umschließt, kann auf die Feldverteilung an der Innenseite der Linse geschlossen werden. Dieses Verfahren wird auch als Nahfeld-Fernfeld-Transformation bezeichnet. Ausgegangen wird von den Maxwell'schen Gleichungen in zeitharmonischer Form, welche um eine fiktive magnetischen Ladung ρ_m und eine fiktive magnetische Oberflächenstromdichte j_m erweitert werden [94].

Die äquivalenten elektrischen und magnetischen Oberflächenstromdichten lassen sich berechnen aus H und \mathcal{E} an der Oberfläche des Antennenvolumens:

$$j = n_o \times H$$

$$j_m = -n_o \times \mathcal{E}$$

Dabei bezeichnet n_o den Normalenvektor des Flächenelements.

Die Lösung für \mathcal{E} und H an jedem Punkt außerhalb des Antennenvolumens kann über die Verwendung der Vektorskalare und der Helmholtz-Gleichung gewonnen werden. Dazu wird über Strombelegung an der Oberfläche des Antennenvolumens O_a integriert [94]:

$$\mathcal{E} = \frac{1}{i\omega\epsilon} \int_{O_a} \left[k^2 j G + (j \cdot \nabla) \nabla G - i\omega\epsilon j_m \times \nabla G \right] dS' \quad (3.31)$$

$$H = \frac{1}{i\omega\mu} \int_{O_a} \left[k^2 j_m G + (j_m \cdot \nabla) \nabla G - i\omega\mu j \times \nabla G \right] dS' \quad (3.32)$$

Dabei bezeichnet die Funktion $G = G(R) = G(r - r') = \frac{e^{-jk|R|}}{4\pi|R|}$, mit k als Wellenvektor. Die entsprechenden Ortskoordinaten sind Abbildung 34 zu

entnehmen. Der Operator ∇ bezieht sich auf die Koordinaten der Oberflächenstromdichten; deshalb sind folgende Umwandlungen gültig [95]:

$$\nabla G = \left(ik + \frac{1}{|R|} \right) G e_R \quad (3.33)$$

$$(j \cdot \nabla) \nabla G = \left[-k^2 (j \cdot e_R) e_R + \frac{3}{|R|} \left(ik + \frac{1}{|R|} \right) (j \cdot e_R) e_R - \frac{j}{|R|} \left(ik + \frac{1}{|R|} \right) \right] G \quad (3.34)$$

Dabei bezeichnet e_R den Einheitsvektor in Richtung von R . Je nach Abstand zur Oberfläche der Quellströme dominieren verschiedene Anteile der Summanden im Integral von (3.31). In der Fresnel-Zone im Bereich $\frac{\lambda}{2\pi} < R \leq \frac{2(2R_l)^2}{\lambda}$ sind die Terme mit dem Faktor $\frac{1}{R^2}$ bestimmend. Dabei ist $2R_l$ die maximale Abmessung der Linse. Unter Vernachlässigung der Terme mit $\frac{1}{R}$ und $\frac{1}{R^3}$ ergibt sich

$$\mathcal{E}_{\text{Frs}} = \frac{1}{i\omega\epsilon} \int_{O_a} \frac{1}{R} [3ik(j \cdot e_R)e_R - ikj - i\omega j_m \times e_R] G dS' \quad (3.35)$$

$$H_{\text{Frs}} = \frac{1}{i\omega\mu} \int_{O_a} \frac{1}{R} [3ik(j_m \cdot e_R)e_R - ikj_m - i\omega j \times e_R] G dS' \quad (3.36)$$

Im Fernfeld ($R > \frac{2(2R_l)^2}{\lambda}$) werden dagegen nur die Summanden mit $\frac{1}{R}$ berücksichtigt.

$$\mathcal{E}_{\text{Far}} = \frac{1}{i\omega\epsilon} \int_{O_a} \left[k^2 j - k^2 (j \cdot e_R) e_R + \omega\epsilon k(j_m \times e_R) \right] G dS' \quad (3.37)$$

$$H_{\text{Far}} = \frac{1}{i\omega\mu} \int_{O_a} \left[k^2 j_m - k^2 (j_m \cdot e_R) e_R + \omega\mu k(j \times e_R) \right] G dS' \quad (3.38)$$

Unter der Annahme, dass sich der Ursprung in der Nähe der Quellelemente befindet, kann für einen weit entfernten Punkt P der Einheitsvektor e_R durch e_r und im Amplitudenterm $|R|$ durch $|r|$ ersetzt werden, da der Winkel zwischen R und r vernachlässigbar wird. Im Phasenterm kann die Entfernung R durch $|r| - |r'| \cos \psi$ ersetzt werden (ψ ist der Winkel zwischen $e_{r'}$ und e_r). Damit ergibt sich für \mathcal{E} und H :

$$\mathcal{E}_{\text{Far}} = \frac{1}{i\omega\epsilon} \frac{e^{ik|r|}}{4\pi|r|} \int_{O_a} \left[k^2 j - k^2 (j \cdot e_r) e_r + \omega\epsilon k(j_m \times e_r) \right] e^{ik|r'| \cos \psi} dS' \quad (3.39)$$

$$H_{\text{Far}} = \frac{1}{i\omega\mu} \frac{e^{ik|r|}}{4\pi|r|} \int_{O_a} \left[k^2 j_m - k^2 (j_m \cdot e_r) e_r + \omega\mu k(j \times e_r) \right] e^{ik|r'| \cos \psi} dS' \quad (3.40)$$

Brechung an der Linsenoberfläche

Die Brechung des Feldes an der Linsenoberfläche erfolgt unter zwei Annahmen: Zum einen, dass die einfallende Welle transversaler Natur ist, und zum anderen, dass die Krümmung gering ist und lokal als plan angesehen werden kann. Dadurch kann die Brechung anhand der Fresnelschen Formeln berechnet werden. Dabei wird als Einfallswinkel der Winkel zwischen der Normalen des Oberflächenelements der Linse und dem Vektor zwischen dem Mittelpunkt der Antenne und dem Oberflächenelement angenommen. Für den transversal auftreffenden Anteil des Feldes ergibt sich die Transmission je nach Polarisationsrichtung (\perp bzw. \parallel) zu

$$\tau_{\perp} = \frac{2 \cos \phi}{\cos \phi + \sqrt{\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 + \sin^2 \phi}} \quad (3.41)$$

$$\tau_{\parallel} = \frac{2 \frac{n_2}{n_1} \cos \phi}{\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 \cos \phi + \sqrt{\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 + \sin^2 \phi}} \quad (3.42)$$

Dabei ist ϕ der Einfallswinkel, n_1 der Brechungsindex des Linsenmaterials und n_2 der Brechungsindex von Luft ($n_2 \approx 1$). Ab einem Einfallswinkel von $\sin \phi = \frac{n_2}{n_1}$ tritt Totalreflexion auf; der Transmissionsfaktor wird in der Simulation auf Null gesetzt. Durch die Brechung an der Linsenoberfläche wird die Feldverteilung an der Außenseite der Linse gewonnen.

Fernfeld der Linse

Die Berechnung des Fernfeldes der Linse wird analog zur Berechnung des Feldes an der Innenseite der Linse ausgeführt: Als Quelloberfläche dient die Linsenoberfläche; die äquivalenten Oberflächenströme ergeben sich aus der Feldverteilung an der Außenseite der Linse.

3.3.5 Simulationsergebnisse

Die folgenden Simulationen untersuchen die Direktivität, welche gewonnen wird aus dem Integral des Fernfeld über die Hauptabstrahlrichtung (maximale Winkel zur Hauptabstrahlachse 60°). Diese Berechnung stellt eine Näherung dar; per Definition müsste die Integration über das gesamte Fernfeld erfolgen. Das Fernfeld, welches in die nicht enthaltenen Raumrichtungen abgestrahlt wird, ist bestimmt durch die an der Linseninnenseite reflektierten Leistung. Diese wird in der Simulation jedoch generell nicht berücksichtigt. Für eine Abschätzung der Strahlform ist die Methode ausreichend genau.

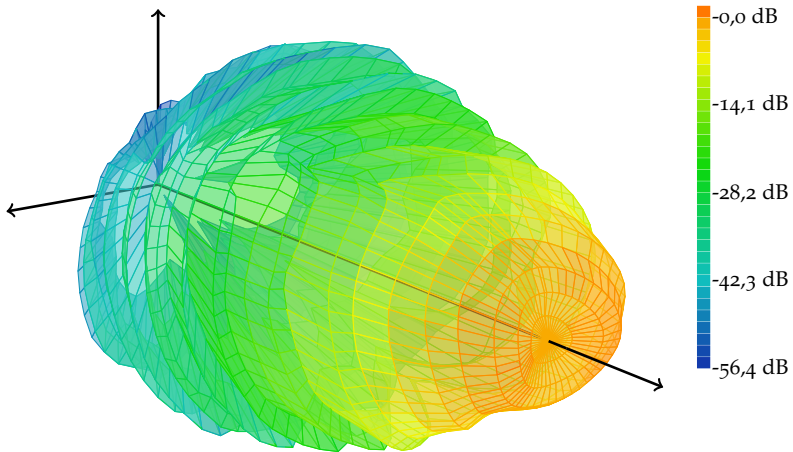


Abbildung 35: Simulation des Fernfeldes der Spiralantenne auf Linse mit $R_L = 5$ mm und $L_L = 1,5$ mm bei 400 GHz. Abgebildet ist die Direktivität in dB, normiert auf den Maximalwert.

Das simulierte Fernfeld einer Spiralantenne mit Substratlinse bei 400 GHz zeigt Abbildung 35. Die Linse hat einen Radius von $R_L = 5$ mm und einen Abstand zur Antenne von $L_L = 1,5$ mm. Für die Spiralantenne wurden die Parameter verwendet, wie sie in Abschnitt 3.2 für den realisierten Detektor aufgelistet sind. Der Öffnungswinkel bei -10 dB beträgt etwa 10° .

Variiert man den Abstand L_L von der Antenne zum Mittelpunkt der Linsen­kugel (siehe Abbildung 30), verändern sich sowohl Öffnungswinkel als auch Direktivität des Detektors. Wie Abbildung 36a zeigt, steigt die Direktivität für alle Frequenzen mit dem Abstand L_L an, bevor sie nach einem Maximum wieder abfällt. Der Maximalwert steigt mit der Frequenz. Dies lässt sich mit der Beugungslimitation aufgrund des Linsendurchmessers $2R_L$ erklären. Für 900 GHz liegt das Maximum bei $L_L/R_L = 0,38$, für niedrigere Frequenzen leicht darunter. Dies deckt sich mit den über geometrische Optik erzielten Ergebnissen [96].

Um auch bei niedrigen Frequenzen eine höhere Direktivität zu erreichen, kann R_L vergrößert werden. In Abbildung 36b ist die Direktivität bei 900 GHz in Abhängigkeit vom Linsenradius aufgetragen. Dabei wurde der Abstand L_L entsprechend variiert. Die maximale Direktivität wird bei $L_L/R_L = 0,38$ erreicht, dabei steigt die Direktivität mit dem Radius an.

Für eine gleichmäßige Strahlform ist die Antenne im Zentrum der rückseitigen Linsenfläche positioniert. Ist die Antenne dagegen um d_m vom Zentrum

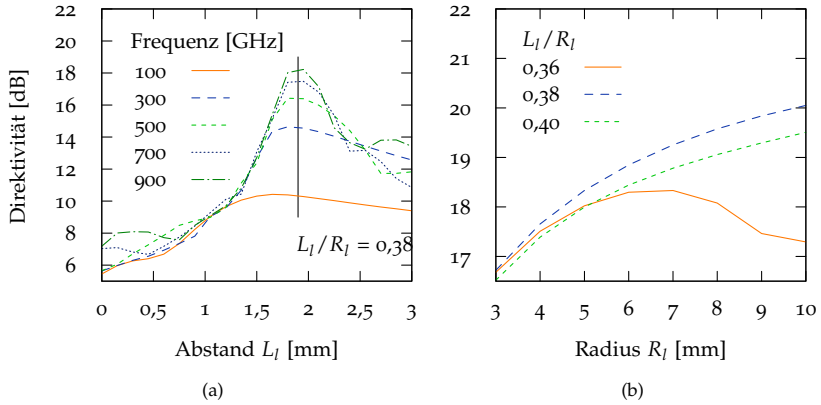


Abbildung 36: Simulation der Direktivität der Spiralantenne auf Linse (a) in Abhängigkeit vom Abstand L_l für Frequenzen von 100 bis 900 GHz ($R_l = 5$ mm) und (b) in Abhängigkeit vom Radius R_l (900 GHz)

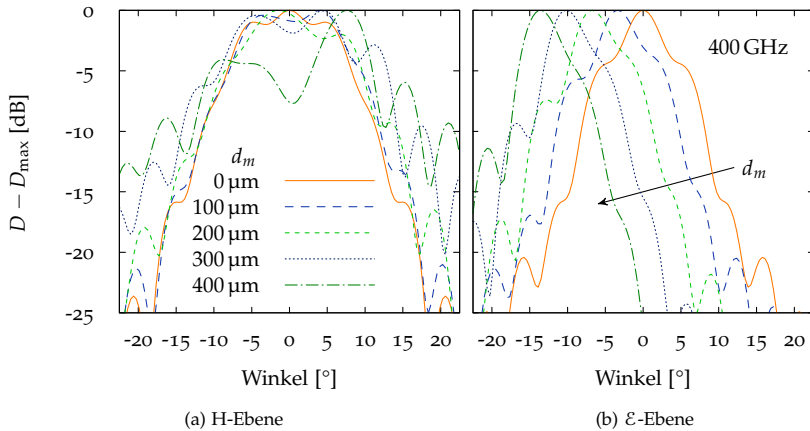


Abbildung 37: Simulation der Direktivität der Spiralantenne mit Linse (Radius $R_l = 5$ mm und Abstand $L_l = 1,55$ mm) bei Verschiebung der Antenne gegenüber dem Zentrum der Linsenrückseite um d_m zwischen 0 und 400 μm . Die Ordinate ist auf den Maximalwert der Direktivität normiert.

der Fläche verschoben, ändern sich sowohl Strahlform als auch die Richtung des Maximalwertes der Strahlform, wie aus Abbildung 37a hervorgeht. Die Simulation bei 400 GHz zeigt, dass sich die Hauptkeule bei einer Verschiebung um $100\text{ }\mu\text{m}$ in der jeweiligen Richtung um $3,4^\circ$ dreht (Abbildung 37b). Bis zu einer Verschiebung von $100\text{ }\mu\text{m}$ ist der Einfluss der Position auf Strahlform und Richtung der Hauptkeule relativ niedrig, was insbesondere für die Positionierung der Antenne während der Integration eine Rolle spielt. Verdoppelt man den Linsendurchmesser und den Abstand der Antenne, so halbiert sich die Richtungsänderung der Hauptkeule nahezu: Statt $3,4^\circ$ sind es dann $1,9^\circ$ (nicht abgebildet).

Die Simulationen machen deutlich, wie über die Linsengeometrie die Strahlform des Detektors angepasst werden kann. Damit kann in einem begrenzten Frequenzbereich eine hohe Direktivität erreicht werden. Die mit der entwickelten Simulationsmethode erzielten Ergebnisse für die Direktivität sind ähnlich zu den Ergebnissen, die für H-Dipole erzielt wurden [87]. Dies lässt den Schluss zu, dass hauptsächlich die Linse für das Fernfeld verantwortlich ist. Der Einfluss der Antenne ist dementsprechend gering.

3.3.6 Vergleich zu Messungen

Zur Validierung der Simulation werden im Folgenden verschiedene Fernfeldmessungen der Detektormodule im Vergleich präsentiert. Zwei unterschiedliche Detektoren wurden charakterisiert: Der Detektor *A3*, dessen Linse einen Radius von 5 mm und einen Abstand vom Kugelmittelpunkt zur Antenne von 2,2 mm hat. Analog wurde der Detektor *gd1j2* untersucht, welcher bei gleichem Radius einen Abstand der Antenne vom Kugelmittelpunkt der Linse von 1,55 mm besitzt.

Die Messung wurde mit einem Fotomischersystem auf Basis einer pin-Diode als Sender durchgeführt (siehe Kapitel 4). Der Schottkydetektor wurde im Abstand von 30 cm vor der Hauptkeule des Senders positioniert; über einen motorisierten Drehtisch wurde der Empfangswinkel variiert und das Detektionssignal für unterschiedliche Frequenzen aufgezeichnet. Mit steigender Frequenz sinkt die Ausgangsleistung der Quelle, wodurch das Signal-Rausch-Verhältnis abnimmt. Dies macht sich insbesondere abseits der Hauptkeule des Detektors bemerkbar.

Einen Vergleich der Messungen des Detektor *A3* mit der Simulation für unterschiedliche Frequenzen zeigt Abbildung 38. Abgebildet ist das detektierte Signal in dB in Abhängigkeit vom Empfangswinkel, normiert auf einen Maximalwert von 0 dB. Messung und Simulation zeigten eine gute Übereinstimmung in der Hauptkeule bis -15 dB bzw. -10 dB bei 500 GHz. Die Breite

bei -3 dB sowie bei -10 dB sind in Messung und Simulation nahezu identisch. Die Höhe der Nebenkeulen weicht in der Simulation von der Messung ab; eine mögliche Erklärung sind Reflexionen innerhalb der Linse.

Abbildung 39 zeigt das Ergebnis von Simulation und Messung des Detektors *gd1j2*. Im Gegensatz zum Fernfeld des Detektors *A3* mit der dickeren Linse nimmt die 3 dB-Breite nicht mit der Frequenz ab. Bei Frequenzen über 300 GHz ist keine klar abgetrennte Hauptkeule mit Gaußform mehr erkennbar.

Der Vergleich zeigt eine gute Übereinstimmung der Fernfeldeigenschaften von Simulation und Messung in der Hauptkeule. Die höhere Direktivität der Linse mit $L_1 = 2,2$ mm gegenüber der Linse mit $L_1 = 1,55$ mm wurde bestätigt.

Im Vergleich zwischen Integralansatz und geometrischer bzw. physikalischer Optik in [97] werden die Nachteile des asymptotischen Ansatzes für den zweidimensionalen Fall dargelegt. Hauptsächlich die internen Reflexionen werden dort als Ursache für die entstehenden Ungenauigkeiten im Nahfeld abseits der Hauptkeule ausgemacht.

3.3.7 Reflexionen an der Linsenoberfläche

Ein Nachteil von Substratlinsen sind die am Übergang von Silizium auf Luft entstehenden Reflexionen; dabei werden wegen des starken Unterschieds in der Permittivität ca. 30 % der auftreffenden Leistung bei normalem Aufttrittswinkel reflektiert. Durch die Reflexionen kommt es zu einem Fabry-Perot-Effekt innerhalb der Linse, wodurch die Responsivität des Detektors über der Frequenz schwankt.

Zur Untersuchung des Effektes wurde der Frequenzverlauf eines photokonduktiven Emitters mit aufgebrachter Linse vermessen. Eine genaue Beschreibung des Emitters folgt in Kapitel 4.3.2. Durch die Frequenzstabilisierung des Lasersystems ist eine hohe Genauigkeit der Frequenz gegeben. In Abbildung 40 ist sowohl die Messung in 125 MHz-Schritten als auch eine Simulation des Linsenverhaltens dargestellt. Die Messung zeigt periodische Schwankungen mit Periode von ca. 4 GHz. Die Signaländerung beträgt ca. 4 dB. Weiterhin gibt es Schwankungen, die durch stehende Wellen im Messaufbau zwischen Sender und Empfänger verursacht werden. Diese haben eine Frequenz von ca. 500 MHz. Um ihre Auswirkung auf das Signal zu verringern, wurde der Detektor leicht schräg eingebaut. Die Simulation stimmt mit der Messung weitgehend überein.

Die Untersuchung zeigt den starken Einfluss der internen Reflexionen auf das Verhalten der Linse. Ein analoges Ergebnis ist auch bei Einsatz der Substratlinse in einem Detektor zu erwarten.

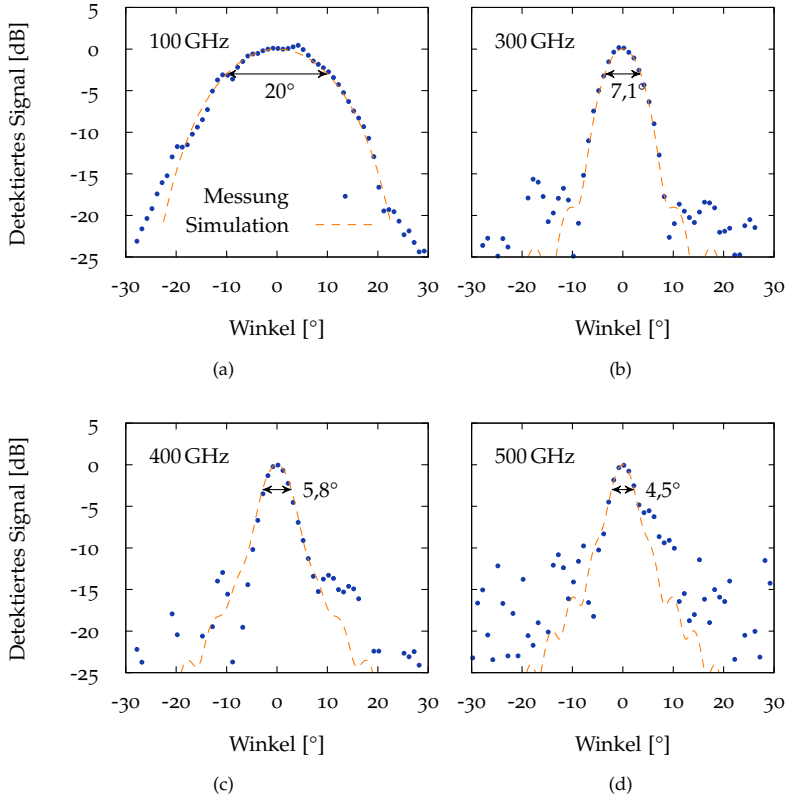


Abbildung 38: Fernfeld des Detektors A₃ für unterschiedliche Frequenzen. Die Abbildungen zeigen jeweils Messdaten sowie die Simulation; mit Pfeilen ist die 3 dB-Breite markiert. Die Linse des Detektors hat einen Radius von $R_l = 5$ mm, der Abstand von der Antenne zum Kugelmittelpunkt der Linse beträgt $L_l = 2,2$ mm.

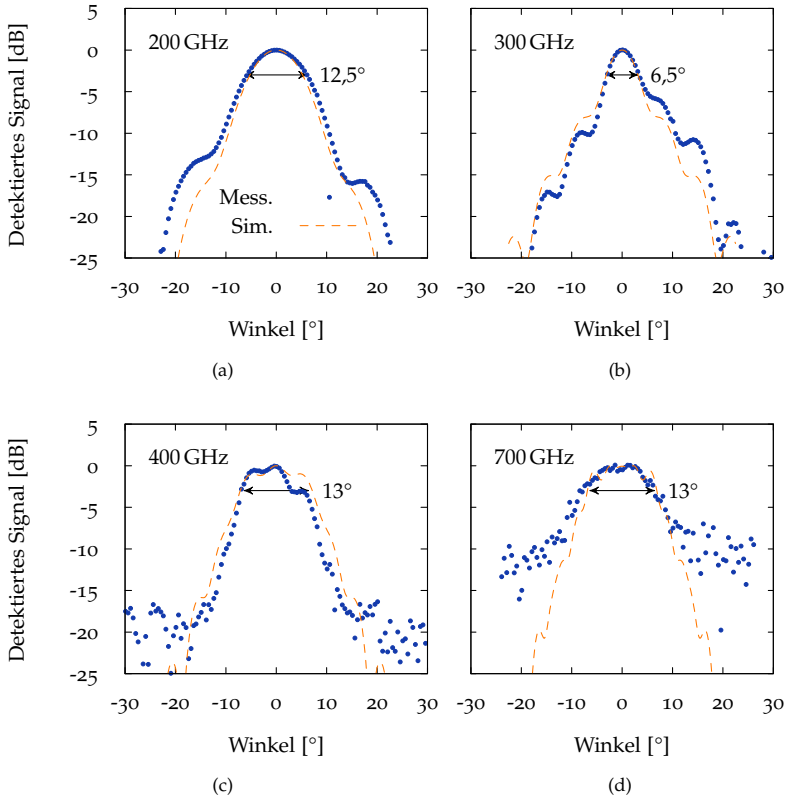


Abbildung 39: Fernfeld des Detektors $gd1j2$ für unterschiedliche Frequenzen. Die Abbildungen zeigen jeweils Messdaten sowie die Simulation; mit Pfeilen ist die 3 dB-Breite markiert. Die Linse des Detektors hat einen Radius von 5 mm, der Abstand von der Antenne zum Kugelmittelpunkt der Linse beträgt 1,55 mm.

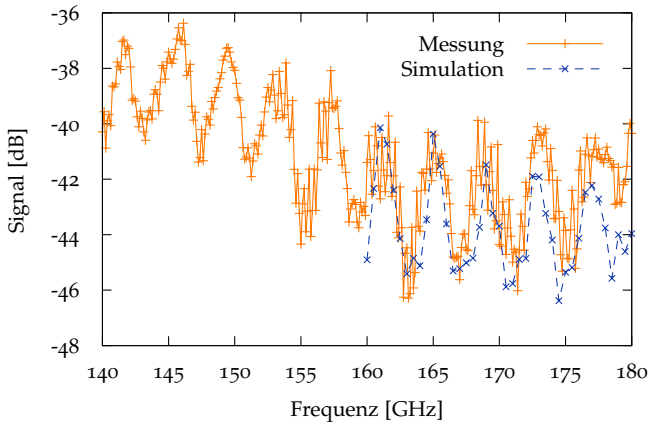


Abbildung 40: Detektiertes Signal in Abhängigkeit von der Frequenz. Durch Reflexionen an den Grenzflächen der Linse entstehen Schwankungen im Signal von bis zu 4 dB.

Abhilfe können Antireflexionsbeschichtungen schaffen. Beispiele sind Beschichtungen aus dem Epoxyd *Stycast 1264* [98] oder aus dem Polymer *Parylene* [99]. Wegen ihrer Frequenzabhängigkeit können diese Methoden für breitbandige Detektoren nicht sinnvoll angewendet werden. Alternativ können durch eine Strukturierung der Oberfläche der Linse Reflexionen unterdrückt werden [100]. Durch diese Methode kann eine gewisse Breitbandigkeit erreicht werden, jedoch ist die Strukturierung durch die Krümmung der Oberfläche schwierig. Eine weitere Möglichkeit ist das Auftragen einer sehr dünnen Metallschicht, um eine breitbandige Impedanzanpassung zwischen Linse und Luft zu erreichen [101]. Durch ohmsche Verluste im Metall geht jedoch ein Teil der Leistung verloren.

3.4 RESPONSIVITÄT

Dieses Unterkapitel befasst sich mit der Bestimmung der Responsivität des direkten THz-Detektors. Diese wird zu Beginn in Abhängigkeit von der Frequenz untersucht, anschließend wird über die Detektorantwort auf eine Schwarzkörperquelle die NETD bestimmt. Darauf aufbauend wird die absolute Responsivität des Detektors sowohl über eine breitbandige als auch über eine schmallbandige Quelle ermittelt.

3.4.1 Frequenzverlauf

Die Abhängigkeit der Responsivität von der THz-Frequenz des einfallenden Signals wurde im Rahmen dieser Arbeit in einem Fourier-Transform-Interferometer bestimmt. Über den Vergleich mit anderen direkten THz-Detektoren lassen sich die Eigenschaften des Schottkydetektors extrahieren.

Michelson-Interferometer

In einem Michelson-Interferometer wird der von der Quelle ausgehende Strahl durch einen Strahlteiler in zwei Hälften aufgeteilt, welche über zwei Spiegeln hinter dem Strahlteiler wieder kohärent zusammengeführt werden. Interferenzeffekte bei der Variation einer der beiden Pfadlängen ergeben ein pfadlängenabhängiges Interferogramm. Über die Fouriertransformation dieses Signals kann das Spektrum des Detektorsignals berechnet werden. Dieses Spektrum ist geprägt durch die spektralen Eigenschaften der Quelle, des optischen Pfades und des Detektors.

Fourier-Transform-Interferometer sind ein gebräuchliches Instrument zur Charakterisierung von Detektoren im THz-Bereich wie SIS-Mischer [102], [103] oder antennengekoppelte Bolometer [104]. An die langen Wellenlängen im unteren THz-Bereich müssen die Durchmesser der Optiken angepasst sein, um auch beim Verfahren des beweglichen Spiegels keine Verluste durch das Aufweiten des kollimierten Strahles zu erhalten, welche das Ergebnis zu stark verfälschen würden.

Eine grafische Darstellung des benutzten Interferometers zeigt Abbildung 41, eine Fotografie zeigt Abbildung 42. Die Quelle ist durch ein wassergekühltes Gehäuse abgeschirmt; lediglich durch eine kreisförmige Apertur von 6 mm erreicht die Strahlung den ersten parabolischen Spiegel mit einer Brennweite von 130 mm bei einem Durchmesser von 72 mm. Dieser kollimiert den THz-Strahl und leitet ihn zum Strahlteiler, welcher in einem Winkel von 60° zum einfallenden Strahl aufgestellt ist. Der zum Detektor gehende Strahl wird durch einen zweiten parabolischen Spiegel fokussiert. Ein Chopperblatt vor der Quelle moduliert die Amplitude des THz-Signals, um das Detektorsignal über einen Lock-in-Verstärker filtern zu können.

Da der detektierte Frequenzverlauf stark von der Charakteristik der Quelle und des Interferometers abhängt, wird das Resultat des Schottkydetektors mit dem anderer Detektoren verglichen. In diesem Fall sind es eine Golayzelle und ein Bolometer. Die verwendeten Referenzdetektoren waren nicht absolut kalibriert; daher geben die Ergebnisse nur die relative Responsivität des Schottkydetektors wieder. Für beide Detektoren wird jedoch im unteren THz-Bereich eine frequenzunabhängige Responsivität erwartet. Um dies zu

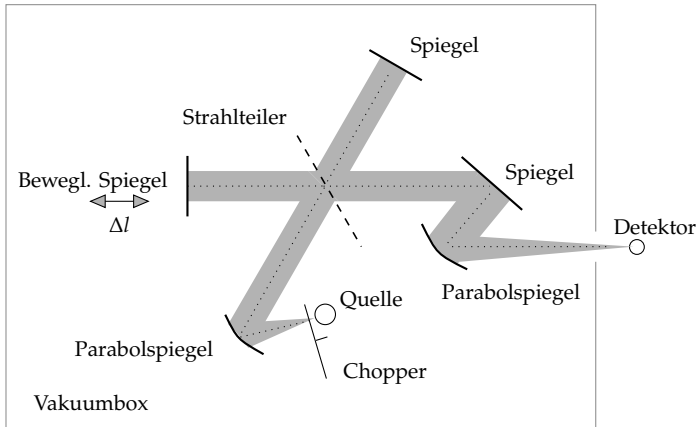


Abbildung 41: Schematischer Aufbau des verwendeten Interferometers.

überprüfen, wird im Folgenden die Frequenzabhängigkeit des Interferometers modelliert und das Ergebnis mit den beiden Messungen der beiden Detektoren verglichen.

Zur Minimierung von Absorption durch Luftfeuchtigkeit und von Vibrationen durch Schall ist das Spektrometer in einer Vakuumbbox eingebaut. Der Ausgangsstrahl wird durch ein Mylar-Fenster in den Detektor eingekoppelt.

Der bewegliche Spiegel kann um maximal 100 mm verschoben werden. Er ist mit einem Positionsenncoder verbunden, über den die Aufnahme der Messwerte an einem Positionsraster ausgelöst wird. Der Spiegel wird kontinuierlich bewegt, gleichzeitig wird über den Lock-in-Verstärker das Signal integriert. Die Fahrgeschwindigkeit wird entsprechend der Zeitkonstante des Lock-in-Verstärkers eingestellt. Im vorliegenden Fall werden nur einseitige Interferogramme aufgenommen. Die Aufnahmen werden jeweils in geringem Abstand vor der Nullposition begonnen, um diese Position eindeutig erkennen zu können. Eine zweiseitige Aufnahme kann hilfreich sein, um Asymmetrien im Interferogramm zu identifizieren, welche durch eine fehlerhafte Justage des optischen Pfades hervorgerufen werden. Zusätzliche Frequenzinformationen ergeben sich durch die zweiseitige Aufnahme nicht.

STRAHLTEILER Material, Dicke und Einbauwinkel des Strahlteilers beeinflussen wesentlich das Verhalten des Interferometers. Bezeichnet man die Leistungs-Reflektivität des Strahlteilers mit R_0 und die Transmissivität mit T_0 , so ist in einem verlustlosen System die maximale Leistung, die den Detek-

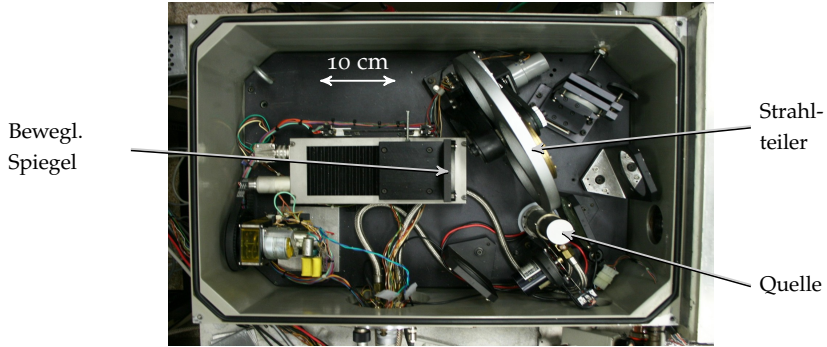


Abbildung 42: Bild des verwendeten Interferometers. Der Detektor (nicht abgebildet) wurde rechts außerhalb der Vakuumbbox platziert.

tor erreichen kann, $2R_0T_0$. Gleichzeitig ist der Anteil der Intensität, die zur Quelle zurückreflektiert wird, $R_0^2 + T_0^2$. Der günstigste Wert hinsichtlich der Modulationstiefe am Detektor wird erreicht, wenn die Reflektivität gleich der Transmissivität ist ($R_0 = T_0 = 0,5$) [105].

Übliche Strahlteiler im THz-Bereich bestehen aus einem verlustarmen dielektrischen Material wie Mylar¹ oder Silizium einer bestimmten Dicke d_{st} . Da bei einem Breitband-Interferometer der Strahlteiler nicht antireflexionsbeschichtet ist, bilden sich stehende Wellen innerhalb des Teilers. Dadurch werden Reflektivität und Transmissivität von der Wellenlänge abhängig. Daneben sind beide Koeffizienten polarisationsabhängig, daher müssen die beiden Polarisationsrichtungen *parallel* (\parallel) und *senkrecht zum Strahlteiler* (\perp) separat betrachtet werden.

Die Fresnelkoeffizienten für die Reflexion an einer dielektrischen Grenzschicht lauten für die beiden Polarisationsrichtungen bei einem Einfallswinkel θ_0 :

$$R_{\parallel} = \left(\frac{\tan(\theta_0 - \theta)}{\tan(\theta_0 + \theta)} \right)^2 \quad (3.43)$$

$$R_{\perp} = \left(\frac{\sin(\theta_0 - \theta)}{\sin(\theta_0 + \theta)} \right)^2 \quad (3.44)$$

$$\theta = \arcsin\left(\frac{1}{n} \sin \theta_0\right) \quad (3.45)$$

Dabei ist θ der Reflexionswinkel an der Innenseite des Strahlteilers, welcher den Brechungsindex n besitzt. Damit lässt sich der Transmissionsfaktor T_{pol}

¹ Gebräuchlicher Markenname von Polyethylenterephthalat (PET)

des gesamten Interferometers in Abhängigkeit von der Polarisationssebene $\text{pol} = (\parallel, \perp)$ ausdrücken [106, 107] :

$$T_{\text{pol}} = \frac{8(1 - R_{\text{pol}})^2 R_{\text{pol}} \sin^2(\frac{1}{2}\delta)}{[(1 - R_{\text{pol}})^2 + 4R_{\text{pol}} \sin^2(\frac{1}{2}\delta)]^2} \quad (3.46)$$

Dabei bezeichnet δ die Phasenverschiebung des Strahls bei Durchgang durch den Strahlteiler. Sie ist abhängig vom Winkel θ_0 :

$$\delta(\theta_0) = \frac{4\pi d_{\text{st}}}{\lambda_0} \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_0} \quad (3.47)$$

Für eine unpolarisierte Welle wie die der Global ist die resultierende Transmission T_r gleich dem Mittelwert der Transmissionen für die beiden Polarisationsrichtungen:

$$T_r = \frac{1}{2} (T_{\perp} + T_{\parallel}) \quad (3.48)$$

An der Position des Detektors kann unterschieden werden zwischen der Gesamtintensität des eintreffenden Strahls \mathcal{J}_{det} sowie der Intensität einer hinreichend kleinen Frequenzbandbreite $k + dk$, welche mit $\mathcal{J}_{\text{det},k}$ bezeichnet ist. Beide sind abhängig von der Spiegelposition Δl

Die Intensität des Signals an der Detektorposition wird auch durch die Transmission des Interferometers beeinflusst:

$$\mathcal{J}_{\text{det},k}(\Delta l) = a \mathcal{J}_{q,k} T_r \left(\frac{1}{2} (1 + \cos(k\Delta l)) \right) \quad (3.49)$$

Das Signal $\mathcal{J}_{q,k}$ ist dabei die Intensität der Quelle am Eingang des Interferometers, der Faktor a berücksichtigt weitere Verluste.

Das gemessene Signal am Detektor für eine bestimmte Position Δl des beweglichen Spiegels erhält man durch Integration von 3.49, was gleichbedeutend mit der inversen Fouriertransformation F^{-1} ist:

$$\mathcal{J}_{\text{det}}(\Delta l) = \int_0^\infty \mathcal{J}_{\text{det},k}(\Delta l) dk \quad (3.50)$$

$$= \frac{1}{2} \mathcal{J}_{\text{det}}(0) + \frac{1}{2} \int_0^\infty a \mathcal{J}_q T_r \cos(k\Delta l) dk \quad (3.51)$$

$$= \frac{1}{2} \mathcal{J}_{\text{det}}(0) + \frac{1}{2} F^{-1} [a \mathcal{J}_{q,k} T_r] \quad (3.52)$$

$$\mathcal{J}_{\text{det}}(0) = \int_0^\infty \mathcal{J}_{\text{det},k}(0) dk \quad (3.53)$$

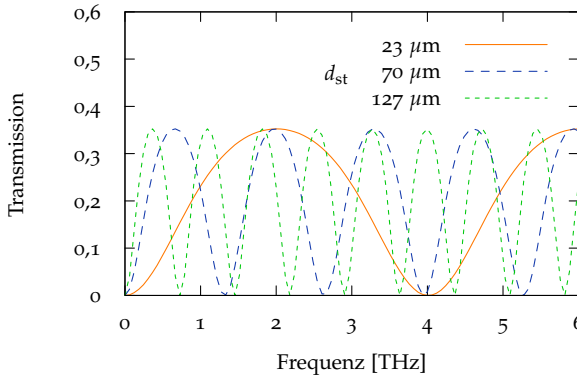


Abbildung 43: Berechnung der Transmission T_r des Interferometers über der Frequenz für verschiedene Dicken d_{st} des Mylar-Strahlteilers.

Die Gleichung zeigt, dass die Leistung am Detektor um den Mittelwert $\frac{1}{2} \mathcal{J}_{det}(0)$ schwankt. Das Spektrum kann aus dem gemessenen Interferogramm durch Fouriertransformation gewonnen werden.

Im vorliegenden Fall wurden Strahlteiler aus Mylar verwendet. Im unteren THz-Bereich hat Mylar einen Brechungsindex von ca. $n = 1,7$ [108]. Um einen breiten Frequenzbereich optimal untersuchen zu können, wurden drei verschiedene Dicken eingesetzt ($d_{st} = 50, 70, 125 \mu\text{m}$). Die Transmission T_r in Abhängigkeit von der Frequenz für die drei Strahlteildicken ist Abbildung 43 zu entnehmen. Während der $23 \mu\text{m}$ -Teiler in einem breiten Frequenzbereich von ca. 1 bis 3 THz günstig ist, liefern die dickeren Folien insbesondere bei den niedrigen Frequenzen ein besseres Signal.

QUELLE Als breitbandige THz-Quelle im Interferometer wurde eine Global eingesetzt. Dies ist ein stabförmiger Körper aus gesintertem Siliziumkarbid, der über einen Stromfluss auf eine Temperatur im Bereich von 1300 bis 1500 K aufgeheizt wird. Nach dem Planckschen Gesetz für die Schwarzkörperstrahlung ist die emittierte spektrale Intensität gegeben durch folgende Gleichung:

$$I_f(f, T) = \frac{2hf^3}{c_0^2} \frac{1}{[\exp(hf/k_B T) - 1]} \quad (3.54)$$

Dabei bezeichnet T die Temperatur des Körpers, c_0 die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und h das Plancksche Wirkungsquantum. Als spektrale Intensität wird die Leistung bezeichnet, die pro Raumwinkel, Flächen und Frequenz ein- bzw. ausgeht.

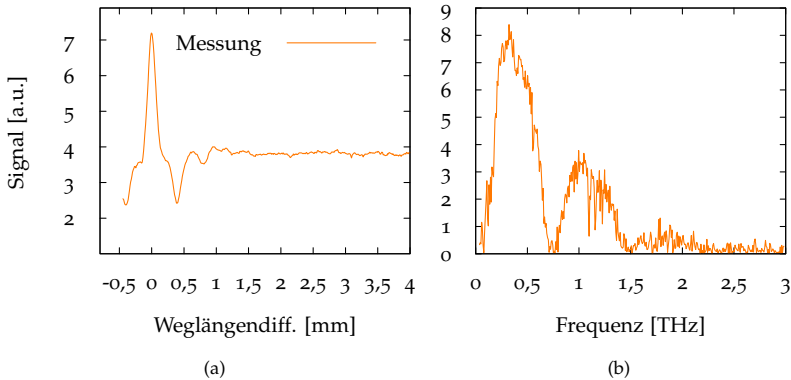


Abbildung 44: (a) Interferogramm und (b) Frequenzspektrum einer Messung des Schottkydetektors *9d1j2*. Die Messung wurde durchgeführt mit dem $127\text{ }\mu\text{m}$ dicken Strahlteiler.

Die Gleichung gilt unter der Annahme, dass die Emissivität des Körpers gleich 1 ist. Die Emissivität der Globar wurde in [109] für den Wellenlängenbereich von 50 bis $200\text{ }\mu\text{m}$ bestimmt. Die Autoren geben eine Emissivität von 0,8 für eine Frequenz von 2 THz an. Durch die niedrige Leistung der Quelle im unteren Frequenzbereich ist das Signal-zu-Rauschverhältnis in diesem Bereich erheblich schlechter als bei höheren Frequenzen. So ist die Leistung bei 1 THz zwei Größenordnungen stärker als bei 100 GHz.

REFERENZDETEKTOREN Als Referenz werden im Folgenden analog zu den Schottkydetektoren Messungen mit zwei weiteren direkten THz-Detektoren präsentiert. Diese sind erstens eine Golayzelle und zweitens ein Bolometer.

Eine Golayzelle besitzt ein abgeschlossenes Gasvolumen mit flexibler Membran an einer Seite. Über ein Fenster tritt die elektromagnetische Strahlung in das Gasvolumen ein, erwärmt dieses und sorgt für eine Druckänderung. Die Außenseite der Membran fungiert als Spiegel für ein optisches Signal, dessen Auslenkung über einen Photosensor gemessen wird und in eine elektrische Signal umgewandelt wird. Im Prinzip ist die Absorption und damit die Responsivität unabhängig von der Wellenlänge, beginnend bei mm-Wellen bis in den ultravioletten Bereich. Im unteren Frequenzbereich wird die Responsivität jedoch durch die Größe des Fensters beeinflusst, desweiteren spielt die Transmissivität des Fenstermaterials eine Rolle. Im vorliegenden Fall wurde ein Fenster aus Diamant verwendet. Mit diesem ist der Detektor laut Her-

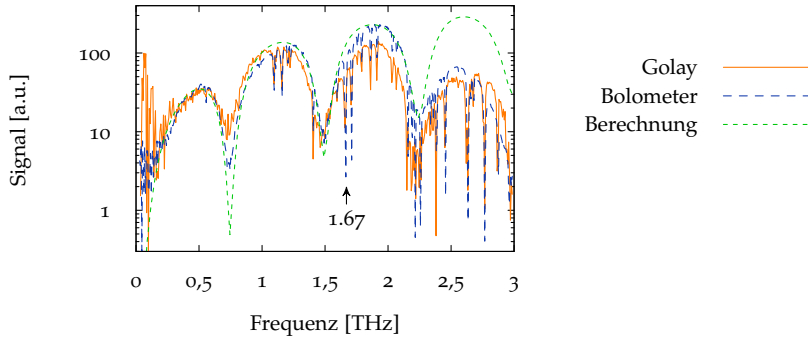


Abbildung 45: Die Signalverläufe von Bolometer und Golaydetektor zeigen ein ähnliches Verhalten. Die Messung wurde mit einem $127\text{ }\mu\text{m}$ dicken Strahlteiler durchgeführt. Die Berechnung enthält den Einfluss des Strahlteilers, der Quelle sowie des Lock-in-Verstärkers (Zeitkonstante $\tau = 3\text{ s}$ bei einer Geschwindigkeit des beweglichen Spiegels von $v = 3\text{ }\mu\text{m s}^{-1}$).

steller für den Bereich von 400 nm bis 8 mm geeignet. Die Golayzelle kann nur Strahlungsdifferenzen messen, deshalb muss das Eingangssignal amplitudenmoduliert sein. Aufgrund der langen Antwortzeit des Detektors liegt die optimale Modulationsfrequenz im Bereich von 10 Hz . Die NEP des Detektors liegt bei ca. $140\text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$ [23].

Der zweite Detektor ist ein mit flüssigem Helium gekühltes ($4,2\text{ K}$) Silizium-Bolometer der Firma *Infrared Laboratories Inc.*. Detektionselement ist ein Thermistor, welcher zur Reduktion des Hintergrundsignals gekühlt wird. Einfallende thermische Strahlung heizt das Element auf, wodurch sich dessen Widerstand ändert. Die Widerstandsänderung korrespondiert zur einfallenden Leistung. Ähnlich zur Golayzelle muss das Signal amplitudenmoduliert sein. Und auch beim Bolometer wird die Responsivität über der Frequenz vom verwendeten Filterfenster beeinflusst. Die NEP des Detektors liegt bei ca. $120\text{ fW}/\sqrt{\text{Hz}}$.

Beide Detektoren verwenden Filterfenster, die im Frequenzbereich unter 5 THz nur eine geringe Frequenzabhängigkeit zeigen. Es wird angenommen, dass dieses Verhalten auf den Detektor übertragen werden kann. Die untere Grenzfrequenz beider Detektoren ist jedoch nicht genau bekannt.

Da beide Detektoren bis über 10 THz sensitiv sind, das Interferometer in diesem Bereich jedoch nicht mehr korrekt arbeitet, kann mithilfe von schwarzer Polyethylenfolie vor dem Detektor als Tiefpass der Frequenzbereich über 3 THz herausgefiltert [110]. Ein Vergleich der Messung mit und ohne Polyethylen-

folie vor dem Schottkydetektor stellt sicher, dass die Folie innerhalb dessen Detektionsbereich keinen Einfluss hat.

ERGEBNISSE Eine Messung des Spektrogramms und des daraus über Fouriertransformation abgeleiteten Spektrums zeigt Abbildung 44a und 44b, aufgezeichnet mit dem Schottkydetektor *9d1j2*.

In Abbildung 45 werden die Spektrometermessungen für Golayzelle und Bolometer für eine Strahlteilerdicke von $127\text{ }\mu\text{m}$ mit der Berechnung verglichen. Beide Messsignale zeigen ein sehr ähnliches Verhalten. Deutlich zu sehen sind der Einfluss des Strahlteilers, welche sich durch Minima im Abstand von 750 GHz zeigen. Das Emissionsverhalten der Quelle bewirkt ein Ansteigen der Leistung über der Frequenz. Zusätzlich ist ein Abfall im oberen Frequenzbereich zu sehen ($\approx 1,8\text{ THz}$), welcher durch die Verfahrensgeschwindigkeit in Kombination mit der Lock-in-Zeit verursacht wird. Dieser Einfluss ist in der Berechnung nicht enthalten, weshalb über $2,2\text{ THz}$ die gemessenen Kurven von der Berechnung abweichen. Die 3 dB -Grenzfrequenz des Filters im Bolometers liegt bei $2,6\text{ THz}$, die 10 dB -Grenze bei 3 THz . Da das Verhalten der beiden Detektoren mittels der genannten Faktoren erklärt werden kann, sollte die Responsivität der Referenzdetektoren in diesem Frequenzbereich konstant sein. In der Messung sind deutlich eine Reihe von Wasserlinien sichtbar, z.B. bei $1,1$ oder bei $1,67\text{ THz}$, da nicht der komplette THz-Pfad evakuiert war.

Die Abbildungen 46a und 46b zeigen den Vergleich zwischen Schottkydetektor und Bolometer für zwei Strahlteiler unterschiedlicher Dicke. Die absoluten Signalwerte der beiden Detektoren zueinander sind willkürlich gewählt. Aussagekräftig ist der Signalverlauf über der Frequenz. Das Signal des Schottkydetektors ist bis ca. $2,5\text{ THz}$ erkennbar, darüber verliert es sich im Rauschen. Über den Quotienten des Schottky-Signals zum Bolometer-Signal kann der Frequenzverlauf des Schottkydetektors bestimmt werden. In Abbildung 47 ist der Quotient im doppelt-logarithmischen Maßstab dargestellt. Von den Messungen mit den drei verschiedenen Strahlteilern ist jeweils der optimale Bereich aufgetragen. Die Werte sind so normiert, dass der Quotient bei 300 GHz gleich 1 ist. Im Bereich von 100 bis 300 GHz ist der Quotient relativ konstant, anschließend fällt er mit -20 dB/Dekade bis 1 THz und darüber mit -40 dB/Dekade .

Der relative Frequenzverlauf des Detektors lässt sich somit in drei Bereiche einteilen: Er zeigt ein näherungsweise ebenes Verhalten im unteren Frequenzbereich, einen Abfall mit -20 dB im mittleren Bereich und einen Abfall von

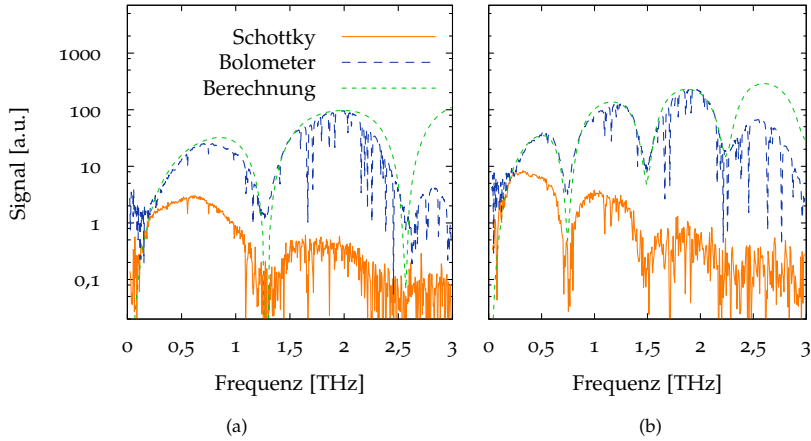


Abbildung 46: Vergleich von Bolometer und Schottkydetektor für die Strahlteiler mit (a) 70 µm und (b) 127 µm Dicke. Deutlich sind die Absorptionslinien des Wassers insbesondere in der Bolometermessung zu erkennen.

−40 dB im oberen Frequenzbereich. Dieses Verhalten lässt sich ausdrücken durch

$$\mathcal{R}(f) = \mathcal{R}_0 \frac{1}{(1 + f/f_{g1})^2} \frac{1}{(1 + f/f_{g2})^2} \quad (3.55)$$

Die beiden Grenzfrequenzen f_{g1} und f_{g2} bestimmen dabei die drei Bereiche im Frequenzspektrum.

Neben dem Detektor *gd1j2* wurde ein zweiter Schottkydetektor untersucht, für den nahezu die gleichen Eigenschaften bezüglich der Responsivität über der Frequenz ermittelt wurden (hier nicht dargestellt).

Fotomischer

Zusätzlich zum breitbandigen Interferometer wurde auch eine Untersuchung der Responsivität über der Frequenz mit einem schmalbandigen Fotomischer als Quelle durchgeführt. Eine genaue Beschreibung des Systems und des pin-Dioden basierten Emitters ist in Kapitel 4 zu finden.

Als Referenz wurde eine Messung mit einer Golayzelle als Detektor durchgeführt und die Messung mit dem Schottkydetektor darauf normiert. Dabei wurde der Arbeitspunkt der Detektordiode durch einen Gleichstrom in Vorwärtsrichtung variiert, um den Einfluss der Kontaktkapazität der Diode zu untersuchen.

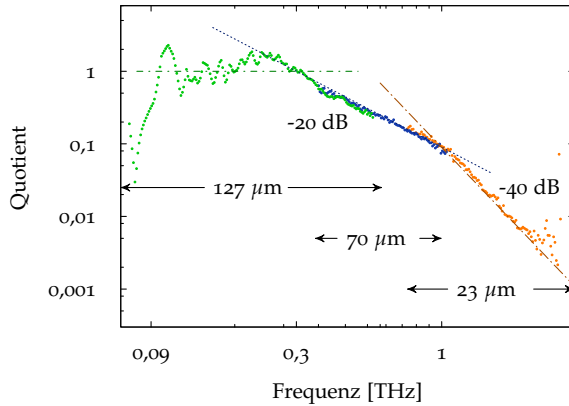


Abbildung 47: Quotient des Signals des Schottkydetektors und des Bolometers für die drei Strahlteiler (127 μm , 70 μm und 23 μm Dicke).

Aufgrund der Drehung der Polarisation der Sendeantenne über der Frequenz existieren trotz Normierung durch die Golayzelle Minima und Maxima im Frequenzverlauf. Dadurch kann keine direkte Aussage zum Frequenzverlauf des Detektors getroffen werden. Jedoch wird deutlich, dass eine Veränderung des Arbeitspunktes in positiver Richtung keine Auswirkung auf die Frequenzeigenschaft hat. Dies bedeutet, dass die Kontaktkapazität C_j im Frequenzbereich bis 700 GHz keine Auswirkung auf die Responsivität hat, da diese, wie in Kapitel 2.2.5 gezeigt wurde, stark vom Arbeitspunkt abhängt.

Schlussfolgerung

Der Vergleich mit dem Bolometer zeigt einen klaren Verlauf der Responsivität des Schottkydetektors über der Frequenz: Zu Beginn ist der Quotient konstant, anschließend fällt er mit 20 dB bzw. 40 dB. Erwartungsgemäß ist der Schottkydetektor bei hohen Frequenzen hauptsächlich durch seine RC-Zeitkonstante limitiert, wobei die Kapazität des Schottkykontaktes und die Kapazität der Geometrie verantwortlich sind. Nach Simulationen müsste die Kontaktkapazität die größere Rolle spielen; sie beträgt bei einer Anodenfläche von $0,75 \mu\text{m}^2$ ca. 2,25 fF. Die Messungen mit dem Fotomischer (Abschnitt 3.4.1) legen jedoch nahe, dass im Frequenzbereich bis 700 GHz C_j noch keine Rolle spielt.

3.4.2 NETD

Die rauschäquivalente Temperaturdifferenz ist ein wichtiger Parameter der Leistungsfähigkeit eines THz-Detektors. Sie gibt die Temperaturänderung eines Schwarzkörperstrahlers an, welche am Detektorausgang ein Signal erzeugt, das gleich dem Rauschlevel des Detektors ist. Im Folgenden wird beschrieben, wie mithilfe eines speziellen Aufbaus die Abhängigkeit des Detektorsignals von der Temperatur eines Schwarzkörperstrahlers bestimmt werden kann. In Verbindung mit dem Rauschen des Detektors kann seine NETD ermittelt werden.

Das Rauschen des Detektormoduls wird im Wesentlichen durch das Rauschen der Detektordiode bestimmt. Dieses wurde bereits in Kapitel 2.5.2 untersucht; die erzielten Ergebnisse sind auch für das Detektormodul gültig.

Thermische Quelle

Der folgende Abschnitt beschreibt, welche Leistung von einem Schwarzkörperstrahler abgegeben wird. Jeder Körper mit einer Temperatur über dem absoluten Nullpunkt emittiert Energie, deren spektrale Intensität I_f über Plancks Formel für die Schwarzkörperstrahlung berechnet werden kann (Gleichung 3.54).

Im THz-Bereich gilt bei Raumtemperatur die Bedingung $T/f \gg h/k_B$, sodass die Gleichung 3.54 zum sogenannten Rayleigh-Jeans-Gesetz vereinfacht werden kann:

$$I_f(f, T) = \frac{2f^2}{c_0^2} k_B T \quad (3.56)$$

Die Gleichung zeigt, dass die spektrale Intensität mit dem Quadrat der Frequenz zunimmt. Die Bedingung $T/f \gg h/k_B$ wird auch als Rayleigh-Jeans-Limit bezeichnet. Außerdem wird deutlich, dass für Wellenlängen im unteren THz-Bereich (0,1 bis 6 THz) die abgegebene Leistung eines Schwarzkörperstrahlers, dessen Temperatur über der Raumtemperatur liegt, nahezu linear von der Temperatur des Körpers abhängt.

Messaufbau

Für die Messung der NETD ist eine Quelle mit hoher Emissivität nötig, deren Dimensionen groß gegenüber der Wellenlänge sind. Dadurch werden Beugungseffekte vermieden. Ferner muss die Temperatur des Körpers genau bekannt sein. Um den Einfluss der Umgebungsstrahlung auf das Messergebnis zu minimieren, sollte die von der Umgebung direkt auf den Detektor auftretende Leistung so gering wie möglich sein. Deshalb ist die Aperturgröße der

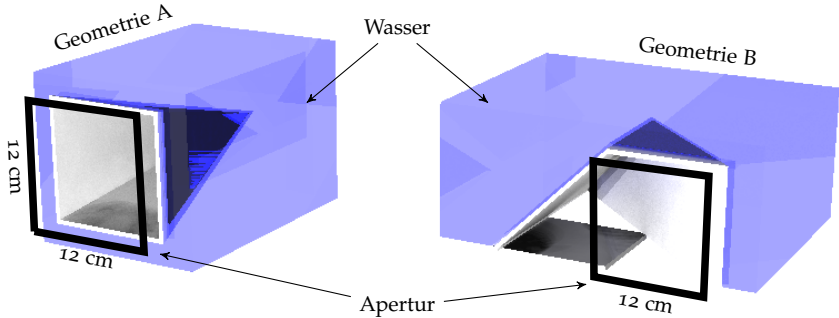


Abbildung 48: Zwei unterschiedliche Geometrien des Schwarzkörperstrahlers wurden untersucht: Die Geometrie A besitzt eine vierseitige Pyramidenform als Strahlungsfläche, die Geometrie B zwei im 45° -Winkel aufgestellte Flächen sowie einen Metallspiegel.

Strahlungsquelle so gewählt, dass sie den gesamten Sichtbereich des Detektors abdeckt. Die Umgebungsstrahlung kann den Detektor nicht direkt, sondern nur über einfache oder mehrfache Reflexion an der Strahlungsflächen der Quelle erreichen.

Eine im THz-Bereich oft verwendete Quelle ist Absorbermaterial, welches durch Eintauchen in flüssigen Stickstoff auf eine bekannte Temperatur gebracht wird ($T = 77\text{ K}$). Absorbermaterial wird wegen seiner hohen Absorption verwendet. Nachteil dieser Methode ist, dass sich bereits nach kurzer Zeit eine Eisschicht auf dem Absorber bildet, welche die Reflektivität der Oberfläche ändert.

Im Rahmen dieser Arbeit wird Wasser als Schwarzkörperquelle eingesetzt. Wasser hat den Vorteil, im THz-Bereich stark zu absorbieren. Außerdem kann seine Temperatur genau bestimmt und reguliert werden. Hauptnachteil ist sein hoher Brechungsindex, welcher eine hohe Reflektivität an der Grenzfläche Luft/Wasser zur Folge hat. Dadurch wird Strahlung aus der Umgebung reflektiert; die radiometrische Temperatur des Strahlers hängt dadurch von der Umgebung ab. Über ein angepasstes Design der Strahlergeometrie kann dieser Effekt minimiert werden. Optimal ist eine Geometrie, welche die Zahl der Reflexion der Umgebungsstrahlung maximiert, um deren Leistung zu minimieren.

Im Folgenden werden zwei verschiedene Geometrien vorgestellt und miteinander verglichen.

- Geometrie A: Diese Quelle besitzt eine gerade, vierseitige Pyramidenform als Strahlungsfläche. Über den Öffnungswinkel der Pyramide kann

das Verhalten der Quelle variiert werden. Ein geringer Öffnungswinkel verringert die Leistung, welche durch einfache Reflexion den Detektor erreichen kann (Abbildung 48 links).

- Geometrie B: Die Struktur entspricht der in [111] vorgeschlagenen Konfiguration. Die Reflexion erfolgt an zwei jeweils im 45° -Winkel aufgestellten Flächen sowie einem Metallspiegel. Gegenüber [111] ist die Struktur in jede Raumrichtung um 40 % verkleinert (Abbildung 48 rechts).

Beide Geometrien besitzen eine quadratische Apertur, dahinter befindet sich jeweils ein Hohlraum, welcher durch die Strahlungsflächen aus expandiertem Polystyrol (EPS) mit dem dahinter liegenden Wasser begrenzt wird.

Die Abmessungen der beiden realisierten Quellen sind folgende: Die Aperturgröße ist jeweils $12\text{ cm} \times 12\text{ cm}$. Der Öffnungswinkel der Geometrie A beträgt 40° . Dies entspricht einer Tiefe von 18 cm. Bei gleicher Aperturgröße ist das Volumen der zweiten Quelle etwa halb so groß wie das der ersten Quelle.

Für die Beurteilung der Wirksamkeit einer Geometrie soll zu Beginn theoretisch verglichen werden, welcher Anteil der einfallenden Umgebungsstrahlung den Detektor erreicht und so das Ergebnis einer NETD-Messung verfälscht. Die Umgebung wird als ebene inkohärente Strahlungsfläche modelliert, welche an der Stelle der Ausgangsapertur der Geometrie sitzt und in Richtung der Wasserflächen abstrahlt. Die Wasserflächen selbst strahlen in der Simulation nicht. Sie wirken als dielektrische Spiegel, die einen Teil der auftreffenden Strahlung reflektieren. Über eine Simulation mit geometrischer Optik werden Strahlen unterschiedlicher Polarisierung von der Apertur in Richtung des Hohlraums in der Geometrie abgegeben. Sie werden verfolgt, bis sie nach einfacher oder mehrfacher Reflexion wieder durch die Ausgangsapertur hindurch treten. Anschließend wird die Gesamtleistung summiert, welche den Detektor erreicht. Der Detektor wird als quadratische Fläche im Zentrum der Ausgangsapertur modelliert (Abbildung 49).

Die von der Ausgangsapertur ausgehenden geometrischen Strahlen sind nach dem Lambertschen Gesetz modelliert. Dies bedeutet, dass die Intensität eines Strahls von seinem Winkel θ zur Austrittsfläche abhängt:

$$\mathcal{J} = \mathcal{J}_0 \cos \theta \quad (3.57)$$

Die Quellstrahlen werden gleichverteilt über die gesamte Fläche angenommen, von jedem Punkt gehen zwei Strahlen mit senkrecht aufeinander stehender Polarisierung aus. Die Reflexion an den Strahlungsflächen erfolgt entsprechend der geometrischen Optik unter Einbeziehung der Fresnelschen Koeffizienten. Die Phasenbeziehung der einzelnen Strahlen zueinander wird nicht berücksichtigt; die Leistungen der einzelnen Strahlen werden für die Berechnung der Gesamtleistung am Detektor addiert.

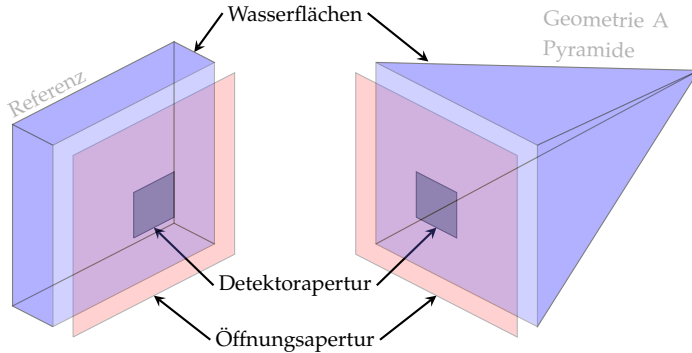


Abbildung 49: Zur Beurteilung der verschiedenen Geometrien wird eine Strahlverfolgung mit geometrischer Optik angewendet. Untersucht wird dabei, welche Leistung die Strahlen ausgehend von der Apertur der Strahlungsquelle über Reflexion an den Wänden den Detektor erreichen können. Links ist die Referenzgeometrie abgebildet, rechts die Pyramidengeometrie.

Neben den beiden vorgestellten Geometrien wird als Referenz eine dritte Geometrie simuliert. Der Freiraum innerhalb dieser Quelle hat die Form eines Quaders. Eine Seite des Quaders stellt die Öffnungsapertur dar, die anderen fünf Seiten sind die Strahlungsflächen der Quelle. Der Abstand zwischen der Apertur und der parallelen Strahlungsfläche ist klein gegenüber der Höhe der Apertur.

Zur Normierung wird in der ersten Simulation die Referenzstruktur mit ideal leitendem Metall als Material der Strahlungsfläche untersucht. Die gesamte Leistung, die durch die Apertur in den Hohlraum eingekoppelt wird, verlässt diese nach Reflexion wieder. Der Wert der Leistung, welcher in diesem Fall auf die Detektorfläche auftrifft, wird als Referenzwert für die folgenden Untersuchungen angenommen. Der Wert wird verglichen mit dem Ergebnis, welches für Wasser als dielektrisches Material der Flächen der Schwarzkörperstruktur erreicht wird. Die Berechnung wurde für drei verschiedene Werte des Brechungsindex für Wasser durchgeführt, welche den Rahmen der infragekommenden Temperaturen und Frequenzen abdecken.

Die dielektrischen Eigenschaften des Wassers werden entsprechend der Untersuchungen in [112] berücksichtigt. Die Autoren haben mithilfe gepulster THz-Strahlung die Permittivität im Bereich unter 1 THz untersucht. Dabei wurde festgestellt, dass das dielektrische Verhalten des Wassers bis 100 GHz über ein einfaches Debye-Modell [113] beschrieben werden kann. Für höhere Frequenzen muss ein doppeltes Debye-Modell herangezogen werden, da es für die makroskopische Relaxation neben einer Zeit im Pikosekundenbereich eine

zweite im Femtosekundenbereich zu geben scheint. Es wurde ferner festgestellt, dass der Brechungsindex mit steigender Frequenz leicht abfällt, während seine Absorption ansteigt. Für Wasser als Schwarzkörperquelle bedeutet dies, dass die störenden Reflexionen mit steigender Frequenz abnehmen. Daneben ist der Brechungsindex von der Temperatur des Wassers abhängig, wie in [114] gezeigt wurde. Über 1 THz ist die Änderung gering, darunter steigt der Brechungsindex mit der Temperatur an. So wird für 271,1 K ein Wert von $n_w = 2,23$ angegeben, während er für 366,7 K bei 2,72 liegt. Die Absorption steigt ebenfalls mit der Temperatur; die Autoren geben einen Wert von 100 cm^{-1} an, der nicht unterschritten wird.

In Tabelle 2 ist das Ergebnis der Berechnung aufgelistet. Für die Apertur wurde eine Fläche von $12 \text{ cm} \times 12 \text{ cm}$ angenommen. Neben der Referenzberechnung, bei der ein metallisches Verhalten der Oberfläche angenommen wurde, sind die Ergebnisse für drei Werte des Brechungsindex des Wassers n_w angegeben. Der niedrigste Wert $n_w = 2,1$ entspricht weitgehend den Eigenschaften des Wassers für Frequenzen über 1 THz. $n_w = 2,8$ entspricht dem Wert für Frequenzen um 500 GHz und einer Temperatur von 366,7 K, $n_w = 3,5$ dem Extremwert für Frequenzen um 250 GHz.

Im Fall eines Brechungsindex von $n_w = 2,8$ trifft 23,6 % der Leistung bei der Referenzgeometrie auf dem Detektor auf. Im Fall der Pyramidenform sind es bei einer Tiefe der Pyramide von 18 cm bei gleichem Brechungsindex 3,3 %. Bei geringerer Tiefe d erhöht sich dieser Wert, wie aus Abbildung 50 deutlich wird. Dort ist die Abhängigkeit der Tiefe der Geometrie auf die normierten Leistung aufgetragen. Bei geringer Tiefe sind die Werte ähnlich denen des Quaders; mit steigender Tiefe nimmt die Anzahl der Reflexionen zu, die ein Strahl von der Apertur bis zum Detektor durchläuft. Dadurch fällt die Leistung am Detektor. Als drittes sind in der Tabelle 2 die Werte für die 2-Ebenen-Struktur aufgelistet. Sie liegen leicht über den Werten der Pyramidenform mit einer Tiefe von 18 cm.

Für die Realisierung wurden beide Quellen aus expandiertem Polystyrol (EPS) hergestellt. Es eignet sich als Gefäßmaterial wegen seiner hohen Transmissivität im unteren THz-Bereich, welche Zeitbereichsmessungen in [115] zeigten. Die mit steigender Frequenz steigenden Intensitätsverluste wurden von den Autoren hauptsächlich auf Streuung der THz-Strahlen an der feinen Porenstruktur des aufgeschäumten Materials zurückgeführt. Für den Brechungsindex geben die Autoren einen Wert von 1 bis 1,02 an. Als Trennfläche zwischen Detektor und Wasser hat es eine Stärke von 5 mm. Es ist mechanisch stabil und wird durch den Wasserdruck nur minimal verformt.

Die Temperatur wurde mit zwei elektronischen Thermometern der Klasse B ($\pm 0,5 \text{ K}$ nach IEC 60751) und einem Quecksilberthermometer gemessen. Ein Rührwerk ließ das Wasser während der Messung zirkulieren, um Temperatur-

n_w	Referenz	Geometrie A	Geometrie B
2.1	15,6	1,6	2,1
2.8	23,6	3,3	3,8
3.5	30,3	5,2	5,5
Metall	100	-	-

Tabelle 2: An der Detektorapertur ankommende Leistung in Abhängigkeit von der Geometrie des Strahlungskörpers und des Brechungsindex n_w des Wassers. Die Werte sind aufgelistet in Prozent gegenüber der Leistung der Referenzgeometrie mit metallischer Oberfläche.

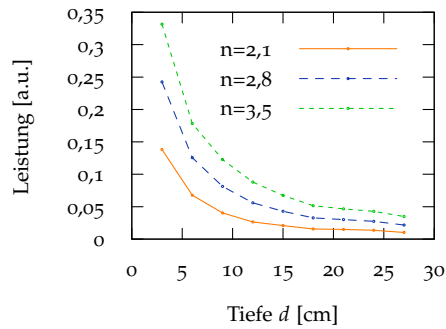


Abbildung 50: Geometrie A (Pyramide): An der Detektorapertur ankommende Leistung in Abhängigkeit von der Tiefe der Pyramide

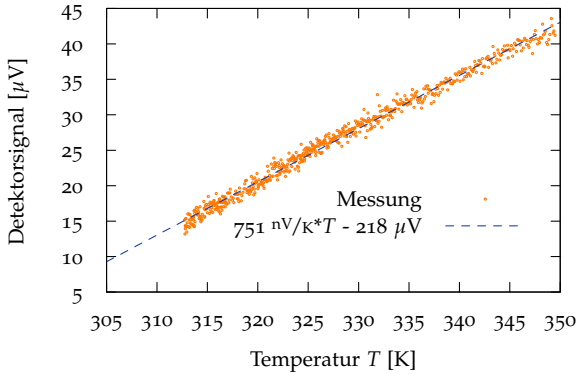


Abbildung 51: Messung des Detektorsignals gegenüber der Wassertemperatur mithilfe der Geometrie A (Pyramide). Zur Rauschunterdrückung wurde das Schwarzkörpersignal gechoppert.

differenzen innerhalb des Bades minimal zu halten. Zur Kontrolle wurden die drei Thermometer an unterschiedlichen Stellen im Wasserbad angebracht. Die Auswertung ergibt nur geringe Abweichungen der Temperatur, die innerhalb der Messgenauigkeit der Thermometer lag.

Ergebnisse

In der ersten Messung wurde der Detektor *9d1j2* im Zentrum der Öffnungsapertur von Geometrie A (Pyramide) aufgestellt. Zwischen Detektor und Apertur wurde ein Chopper platziert, um über eine Amplitudenmodulation den Rauschlevel zu senken. Das Wasser im Strahlungskörper wurde mit einem Tauchsieder auf die maximale Temperatur gebracht. Anschließend wurde während des Abkühlvorgangs die Temperatur an allen Sensoren sowie das Signal des Detektors aufgezeichnet. Das Ergebnis (Abbildung 51) zeigt den erwarteten linearen Zusammenhang zwischen Wassertemperatur und detektierter Spannung. Die Steigung der Gerade beträgt $\Delta U / \Delta T = 751 \text{ nV K}^{-1}$.

Der Nulldurchgang der detektierten Spannung erfolgt extrapoliert bei Raumtemperatur des Wassers. Mit dem Chopper wird effektiv die Strahlungsdifferenz zwischen dem Chopperblatt und dem Wasserkörper gemessen, wobei das Chopperblatt Raumtemperatur besitzt.

In Abbildung 52 ist das Ergebnis der Messung mit Geometrie B und ohne mechanischen Chopper dargestellt. Bei der Messung ohne Chopper ist eine genaue Stabilisierung des DC-Arbeitspunktes des Verstärkers im Detektor nötig, da ein Driften des Arbeitspunktes nicht vom Lock-in-Verstärker herausgefiltert

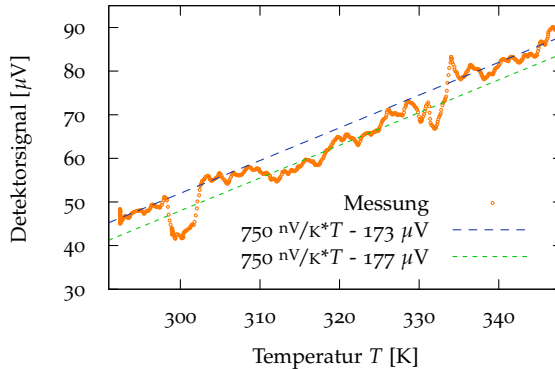


Abbildung 52: Messung des Detektorsignals gegenüber der Wassertemperatur mithilfe von Geometrie B. Das Schwarzkörpersignal wurde nicht geschoppt.

wird. Um Störungen zu minimieren, wurde lediglich über einen Tiefpass am Verstärkerausgang gefiltert. Die Messung ist durch Störimpulse beeinflusst, dennoch ist deutlich eine Steigung von $\Delta U/\Delta T = 750 \text{ nV K}^{-1}$ zu erkennen. Eine Messung der Geometrie B mit Chopper, hier nicht dargestellt, zeigt eine identische Steigung.

Schlussfolgerung

Die nahezu identischen Messergebnisse lassen den Schluss zu, dass beide Quellgeometrien ein ähnliches Verhalten bzgl. ihrer Minimierung äußerer Einflüsse zeigen. Eine Vergleichsmessung mit einer einfachen PET-Flasche, wie in [116] vorgeschlagen, wurde ebenfalls untersucht. In diesem Fall weicht die gemessene Steigung mit $\Delta U/\Delta T = 494 \text{ nV K}^{-1}$ jedoch deutlich ab. Dies ist auf die hohe Reflexion an der Grenzschicht Luft/Wasser sowie auf die unzureichende Größe der Apertur zurückzuführen.

Der mithilfe der Gleichung 3.3 berechnete Wert für die NETD des Detektors $9d1j2$ beträgt somit $240 \text{ mK}/\sqrt{\text{Hz}}$ für eine Responsivität des Detektors gegenüber der Schwarzkörperstrahlung von $\Delta U/\Delta T = 750 \text{ nV K}^{-1}$ und einem Detektorrauschen von $180 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$.

3.4.3 Einfluss der Vorspannung

Wird eine Vorspannung an die Diode angelegt, ändern sich ihre Gleichrichtungeigenschaften. Dieses Verhalten wurde untersucht, indem ein THz-Signal (200 GHz) über die Antenne in den Detektor eingekoppelt wurde. Das THz-

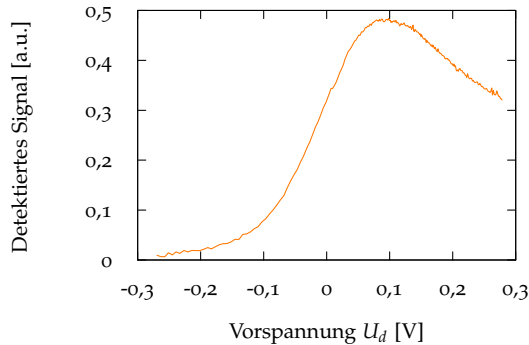


Abbildung 53: Ausgangssignal der Detektordiode bei verschiedenen Biasspannungen und einer Beleuchtung mit $f = 200$ GHz.

Signal war mit 270 Hz amplitudenmoduliert. Gleichzeitig wurde eine Vorspannung an die Diode angelegt. Über einen Tiefpassfilter zwischen Spannungsquelle und Detektor sowie einen Hochpassfilter zwischen Detektor und Transimpedanzverstärker wurde die Spannungsversorgung vom Detektionssignal entkoppelt. Das Detektionssignal wurde mit einem Lock-in-Verstärker aufgezeichnet.

Das detektierte Signal gegenüber der Vorspannung an der Diode zeigt Abbildung 53. Ausgehend von negativen Spannungen steigt das detektierte Signal kontinuierlich bis zum Maximum bei 90 mV an, danach fällt es wieder ab. Erklären lässt sich dieses Verhalten aus dem Zusammenspiel zwischen der Responsivität der Diode und ihrer Impedanz. Die Responsivität hat ihren Höhepunkt bei ca. 30 mV, danach fällt sie ab. Die Impedanzanpassung dagegen verbessert sich kontinuierlich bis über 200 mV.

Der gezeigten Messung nach liegt der optimale Punkt für den Betrieb bei 90 mV, dort ist sie nahezu doppelt so hoch wie bei 0 V. Jedoch wird durch den hohen Stromfluss von über 200 μ A bei 90 mV ein stromabhängiges Rauschen induziert, welches diesen Vorteil wieder revidiert.

3.4.4 Absolute Responsivität

Den absoluten Wert für die Responsivität des Detektormoduls zu bestimmen ist sehr komplex, da er von einer Reihe von Faktoren abhängig ist. Er setzt sich zusammen aus der Responsivität der Diode, aus einer Reihe von Verlusten und aus den Eigenschaften der Antenne. Ferner existieren für den THz-Bereich

kaum kalibrierte Quellen und Detektoren, welche als Referenz genutzt werden können.

Die Responsivität der Diode lässt sich über die Gleichung 2.15 aus der I-U-Kennlinie bestimmen, dabei werden Verluste durch den seriellen Widerstand R_s berücksichtigt. Daneben senken folgende Effekte die Responsivität des Detektors:

- Parasitäre Effekte in der Diode: Diese treten durch Kapazitäten in der Diode auf, bei niedrigen Frequenzen können sie vernachlässigt werden.
- Fehlanpassung zwischen der Dioden- und der Antennenimpedanz: Während die Diode üblicherweise eine Impedanz im Bereich von mehreren $k\Omega$ besitzt, zeigt die breitbandige Antenne einen Wert von unter 100Ω . Der Reflexionsfaktor R der Leistung, der sich daraus ergibt, ist

$$R = \left| \frac{R_j - Z_a}{R_j + Z_a} \right|^2 \quad (3.58)$$

- Verluste in der Linse: Bei einer Dicke von 7 mm betragen die Verluste durch Absorption im Silizium im Bereich bis 2 THz weniger als 1,8 %.
- Reflexion an der Linsenoberfläche: Durch den Wechsel der Permittivität Linse/Luft wird ein Teil der einfallenden Leistung reflektiert.

Aus diesen Faktoren lässt sich die Responsivität des Detektors für einen optimal eingekoppelten Strahl berechnen, wie in Tabelle 3 für das Modell *gd1j2* aufgelistet ist.

Responsivität η_t der Diode	16,1	$A W^{-1}$
Verlust Fehlanpassung	94,5	%
Verlust Reflexion Linsenoberfläche	30,0	%
Verlust Absorption	1,8	%
Responsivität Detektor	0,61	$A W^{-1}$

Tabelle 3: Berechnung der Responsivität des Detektors *gd1j2*

Für die direkte messtechnische Bestimmung der Responsivität benötigt man eine Quelle, deren Ausgangsleistung genau bekannt ist. Zwei unterschiedliche Quellen wurden herangezogen: Zum einen ein hohlleiterbasierter Gunoszillator als schmallbandiger Emittter, zum anderen der in Abschnitt 3.4.2 vorgestellte ausgedehnte Schwarzkörperstrahler, welcher Strahlung in einem

breiten Frequenzbereich emittiert. Während im ersten Fall von einer ebenen Welle ausgegangen wird, die am Detektor auftrifft, wird im zweiten Fall das gesamte Sichtfeld des Detektors ausgeleuchtet. Als Detektor wurde in beiden Fällen das Modell *gd1j2* untersucht.

Im ersten Fall muss die einfallende Leistungsdichte am Detektor sowie die äquivalente Antennenfläche und somit die Direktivität bei der Messfrequenz bekannt sein. Im zweiten Fall ist die Kenntnis des Frequenzverlaufs der Responsivität nötig, um die breitbandig einfallende Strahlung gewichten zu können.

Schmallbandige Quelle

Die Messung wurde in folgenden Schritten durchgeführt:

1. Messung der Ausgangsleistung der Quelle,
2. Messung der Strahlform der Quelle, um die Verteilung der Ausgangsleistung im Fernfeld zu erhalten,
3. Berechnung der effektiven Detektorfläche aus Simulationsdaten und
4. Beleuchtung des Detektors mit der Quelle und Variation des Abstands zwischen beiden.

Der eingesetzte hohlleiterbasierte (WR10) Gunnoszillator arbeitete bei einer Frequenz von 93,6 GHz. Die Ausgangsleistung des Oszillators betrug $P_g = 19 \text{ mW}$. Als Referenz zur Bestimmung der Quellleistung diente ein hohlleiterbasierter Thermistorkopf ², der direkt an die Quelle angekoppelt wurde. Die Responsivität des Thermistors wurde zusätzlich bei 93,6 GHz durch eine Referenzmessung an einem kalibrierten Rückwärtswellenoszillator überprüft.

Zur Bestimmung der Responsivität des Schottkydetektors wurde die Quelle mit offenem Hohlleiterausgang betrieben. Dadurch ergibt sich eine gleichmäßige Feldverteilung im Fernfeld. Um die Leistungsdichte im Fernfeld zu bestimmen, wurde das Verhalten des Ausgangs in einer Simulation mit *CST Microwave Studio* untersucht. Ein Vergleich mit der Messung der Fernfeldamplitude in der H-Ebene ergibt eine gute Übereinstimmung. Die Direktivität D_g der Quelle in Hauptrichtung zeigt einen Wert von 6,4. Ist die Direktivität bekannt, dann lässt sich die Leistungsdichte der Quelle im Fernfeld über folgende Gleichung bestimmen [82]:

$$W_g(d) = \frac{P_g D_g}{4\pi d^2} \quad (3.59)$$

Dabei bezeichnet d den Abstand zwischen Quelle und Detektor.

² Modell *Hughes 45776H-1100*

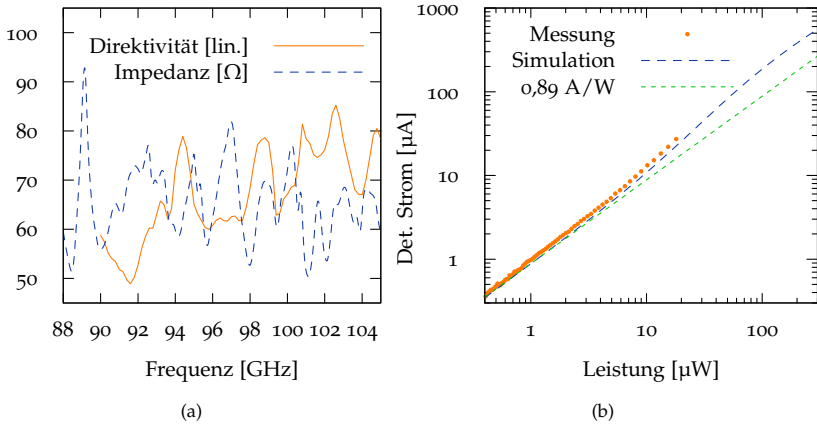


Abbildung 54: (a) Simulation von Direktivität und Realteil der Impedanz der Spiralantenne des Detektors *9d1j2* mit aufgebrachter Linse ($R_L = 5 \text{ mm}$, $L_L = 1,55 \text{ mm}$). (b) Messung und Simulation des detektierten Stromes gegenüber der in die Antenne eingekoppelten Leistung.

Anschließend wurde der Schottkydetektor in der Hauptkeule der Quelle platziert. Durch Verändern des Abstandes d im Bereich von 12 bis 100 cm wurde die Leistungsdichte am Detektor variiert. Der minimale Abstand ist gegeben durch die Sättigung der Ausgangsspannung des Detektors aufgrund des internen Verstärkers. Die detektierte Leistung hängt ab von der effektiven Fläche des Detektors in Hauptrichtung. Die Simulation ergibt einen Wert der Direktivität von 60 bis 80, wie Abbildung 54a zeigt. Auch die simulierte Antennenimpedanz schwankt in diesem Frequenzbereich, beides ist auf Reflexionen in der Linse zurückzuführen.

Für die effektive Fläche des Schottkydetektors kann Gleichung 3.6 angenommen werden, wobei die Polarisationsverluste mit dem Faktor $\frac{1}{2}$ berücksichtigt werden müssen, die durch die zirkulare Polarisation des Detektors gegenüber der linearen Polarisation der Quelle entstehen. Insgesamt ergibt sich für die auftreffende Leistung eine Abhängigkeit von $W_g(d) \cdot A_e = 2,6 \cdot 10^{-7} \text{ W m}^2 \text{ d}^{-2}$, wenn man die Direktivität des Detektors bei 93,6 GHz mit 62,5 berücksichtigt.

Abbildung 54b zeigt den detektierten Strom gegenüber der in die Antenne eingekoppelte Leistung in drei verschiedenen Kurven: Die erste Kurve präsentiert das Ergebnis der Messung. Dabei wird der detektierte Strom direkt erfasst; die auftreffende Leistung wurde entsprechend dem Abstand und der oben berechneten Abhängigkeit berechnet. Als zweite Kurve ist eine Gerade

abgebildet, deren Steigung sich aus den Impedanzverlusten sowie der Responsivität η_t der Diode ergibt ($0,055 \times 16,1 \text{ A W}^{-1} = 0,89 \text{ A W}^{-1}$). Als dritte Kurve wird das Ergebnis der Schaltungssimulation der Diode anhand der aus der I-U-Kennlinie extrahierten Daten gezeigt, wie in Abschnitt 2.5.1 vorgestellt wurde. Die Steigung für die niedrige Eingangsleistung ist identisch zur genannten Gerade, für höhere Leistung hat sie eine höhere Steigung aufgrund einer besseren Anpassung zwischen Antenne und Diode (siehe Abschnitt 2.2.4).

Die Messdaten zeigen, wie auch die Schaltungssimulation, eine Erhöhung der Steigung im Bereich über $10 \mu\text{W}$. Dies ist auf die verbesserte Impedanzanpassung aufgrund des Self-Biasing zurückzuführen. Jedoch liegen gemessene und berechnete Daten ca. um den Faktor 1,15 auseinander. Diese Ungenauigkeit kann durch Fehler in der Berechnung der Direktivität der Linse zustande kommen: Kleine Abweichungen der wirklichen von der simulierten Geometrie haben starke Auswirkungen auf Direktivität und Impedanz, dadurch kann sich die an der Diode eingekoppelte Leistung insgesamt um den Faktor 2 ändern. Die insgesamt gute Übereinstimmung zwischen Berechnung und Messung lässt auf eine hohe Zuverlässigkeit der ermittelten Werte schließen.

Schwarzkörperstrahler

Der Vorteil einer breitbandigen Quelle auf Basis der Schwarzkörperstrahlung ist, dass die abgegebene spektrale Intensität bekannt ist und sich nach Planck über die Gleichung 3.54 berechnen lässt. Die Gleichung gibt die Intensität des Strahlers pro Raumwinkel, Flächeneinheit und Frequenzeinheit an. Über die folgende Berechnung wird der in Abschnitt 3.4.2 ermittelte Wert der NETD mit der Responsivität bzw. der NEP verknüpft.

Die Leistung $P_r(T)$, die von einem Schwarzkörperstrahler im Frequenzbereich von f_0 bis f_1 in eine Antenne eingekoppelt wird, kann über die effektive Antennenfläche A_e der Antenne bestimmt werden [117]. Gleichung 3.9 beschreibt die entsprechende Integration.

Dabei müssen die Polarisationsverluste mit dem Faktor $e_{ap} = \frac{1}{2}$ berücksichtigt werden, da die Antenne nur eine Polarisation empfangen kann, während die Quelle gleichmäßig über alle Polarisationen abstrahlt.

Betrachtet man eine Quelle, welche die Antenne komplett umschließt und die an ihrer Oberfläche die Temperatur T aufweist, so lässt sich Gleichung 3.9 vereinfachen, da die Abhängigkeit der empfangenen Leistung von der Strahlform der Antenne entfällt:

$$P_r(T) = \int_{f_0}^{f_1} e_{ai} \lambda^2 \left[\frac{1}{2} I_f(f, T) \right] df \quad (3.60)$$

Innerhalb des Rayleigh-Jeans-Limits erhält man damit die übliche Form für die Temperatur einer Antenne

$$P_r(T) = \int_{f_0}^{f_1} e_{ai} k_B T df \quad (3.61)$$

Sind die Strahlform $F_a(f, \theta, \phi)$ eines Detektors und die Ausleuchtung $I_f(f, T)$ des Strahlungskörpers für alle Raumrichtungen bekannt, lässt sich der beschriebene Zusammenhang zur Kalibrierung eines Detektors nutzen.

In Abschnitt 3.4.1 wurde die nötige relative spektrale Responsivität des Detektors $gd1j2$ durch Messungen im Fourierspektrometer bestimmt. In Gleichung 3.55 wurde die Abhängigkeit der Responsivität $\mathcal{R}(f)$ von den beiden Grenzfrequenzen f_{g1} und f_{g2} aufgezeigt. Dieses Tiefpassverhalten des Detektors begrenzt die Bandbreite des Schwarzkörpersignals, welches gleichgerichtet wird. Durch Integration der Intensität der Quelle über der Frequenz, gewichtet mit der spektralen Responsivität des Detektors, lässt sich das Signal ermitteln, welches am Detektorausgang bei Beleuchtung mit einer Schwarzkörperquelle anliegt:

$$U_{\text{det}} = \int_0^\infty \int_{4\pi} \mathcal{R}(f) A_e(f, \Omega) \left[\frac{1}{2} I_f(f, T(\Omega)) \right] d\Omega df \quad (3.62)$$

Dabei wird die effektive Fläche A_e sowie die spektrale Intensität I_f entsprechend der Ausführungen in Abschnitt 3.4.2 berücksichtigt.

Sind A_e , T sowie f_{g1} und f_{g2} bekannt, dann ist \mathcal{R}_0 die einzige Unbekannte, welche zur Bestimmung der absoluten Responsivität des Detektors fehlt. Sie kann durch einen Vergleich mit den Messungen der NETD aus Abschnitt 3.4.2 bestimmt werden. Durch das Lösen dieses Integrals für unterschiedliche Temperaturen kann die Abhängigkeit von U_{det} von der Temperatur T bestimmt werden und \mathcal{R}_0 kann so angepasst werden, dass der Wert mit $\Delta U/\Delta T$ der Messung übereinstimmt.

Bei der Messung in Abschnitt 3.4.2 wird der Sichtbereich der Linse gleichmäßig beleuchtet mit der Temperatur T_q , dagegen wird die Rückseite beleuchtet mit der Raumtemperatur T_R . Die Strahlform des Detektors lässt sich demnach aufteilen in Vorderseite und Rückseite. Während T_q während der Messung variiert wird, bleibt T_R konstant. Der Wert $\Delta U/\Delta T$ ist unabhängig von T_R . In Gleichung 3.6 wurde dargelegt, wie die effektive Antennenfläche aus der Strahlform des Detektors bestimmt wird. Da die Temperatur in den beiden Strahlformbereichen jeweils konstant ist, muss die exakte Strahlform nicht bekannt sein, es genügt das Wissen über das Verhältnis der beiden Integrale von Vorderseite und Rückseite. Berechnungen mit dem Simulationstool *CST Microwave Studio* ergaben bis 200 GHz für den Detektor $gd1j2$ einen Anteil der

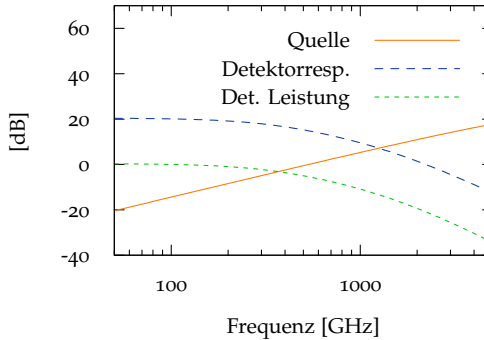


Abbildung 55: Frequenzverlauf der Detektorresponsivität, der emittierten Intensität des Schwarzkörperstrahlers sowie der detektierten Leistung pro Frequenzeinheit. Die Werte der Ordinatenachse sind in dB angegeben, wobei die Höhe der Kurven zueinander zur besseren Übersicht verschoben ist.

rückseitig aufgenommen Leistung von 22 % und der vorderseitig aufgenommen Leistung von 78 %. Dieses Verhalten ist weitgehend frequenzunabhängig.

Abbildung 55 zeigt den relativen Frequenzverlauf der Responsivität des Detektor, der Schwarzkörperstrahlung sowie der aufgenommenen Leistung. Die mit steigender Frequenz sinkende effektive Antennenfläche A_e hebt die steigende Schwarzkörperstrahlung auf. Die aufgenommene Leistung zeigt den gleichen Verlauf wie die Responsivität des Detektors.

Aus der Integration über die detektierte Leistung über der Frequenz kann der Wert $\Delta U/\Delta T$ bestimmt werden. Durch einen Abgleich mit dem gemessenen Wert kann die Detektorresponsivität absolut bestimmt werden. Für den Detektor *gd1j2* wurde in Abschnitt 3.4.2 ein Wert von $\Delta U/\Delta T = 750 \text{ nV K}^{-1}$ bestimmt. Über die beiden Grenzfrequenzen $f_{g1} = 400 \text{ GHz}$ und $f_{g2} = 1400 \text{ GHz}$ (siehe Abschnitt 3.4.1) ergibt sich daraus ein Wert von \mathcal{R}_0 von $1,42 \text{ A W}^{-1}$ an der Diode bzw. $1,42 \cdot 10^5 \text{ V W}^{-1}$ am Ausgang des Transimpedanzverstärkers. Dieser Wert entspricht fast genau dem Doppelten dessen, was in dem vorherigen Abschnitt über eine schmallbandige Quelle für den gleichen Detektor ermittelt wurde ($0,89 \text{ A W}^{-1}$ an der Diode). Damit liegen die beiden Werte relativ dicht beieinander, der Unterschied könnte durch Fehler in der Messung des Responsivitätsverlaufes über der Frequenz entstanden sein.

Quelle	$\mathcal{R}_{\text{Diode}}$ [A W ⁻¹]	$\mathcal{R}_{\text{Detektor}}$ [V W ⁻¹]	NEP ₁₅ [pW/ $\sqrt{\text{Hz}}$]	NEP _{1k} [pW/ $\sqrt{\text{Hz}}$]
Schmallbandig	0,89	$0,89 \cdot 10^5$	7,94	2,75
Schwarzkörper	1,42	$1,42 \cdot 10^5$	4,98	1,72

Tabelle 4: Zusammenfassung der ermittelten Werte der Responsivität und der NEP für die beiden untersuchten Methoden. Für die NEP sind zwei Werte angegeben, der erste für 15 Hz und der zweite für 1 kHz Modulationsfrequenz.

3.4.5 NEP

Sind Responsivität und Rauschen des Detektors bekannt, lässt sich aus diesen Werten über Gleichung 3.2 seine NEP bestimmen. Die Responsivität \mathcal{R} wurde in Abschnitt 3.4.4 über eine schmallbandige Quelle sowie einen Schwarzkörperstrahler bestimmt. In Abschnitt 2.5.2 wurde das Rauschen des Detektors $\mathcal{R}_{\text{Detektor}}$ ermittelt. Exemplarisch werden die Werte für 15 Hz und 1 kHz verwendet, welche $7,07 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$ und $2,45 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$ an der Diode betragen. In 4 ist das Ergebnis für die NEP eingetragen, welches für Frequenzen bis ca. 300 GHz gilt.

3.5 VERGLEICH ZU ANDEREN THZ-SCHOTTKYDETEKTOREN

Verschiedene Ansätze wurden bisher angewendet, um vorspannungsfreie Schottkydioden zur THz-Detektion zu realisieren.

In [118] wird eine vorspannungsfreie Diode vorgestellt, deren Chip eine Abmessung von $180 \mu\text{m} \times 80 \mu\text{m} \times 40 \mu\text{m}$ besitzt. Eine genaue Information über das zugrundeliegende Halbleitermaterial ist nicht verfügbar. Montiert in einem Hohlleiter erreicht der Detektor bei 100 GHz eine NEP von $1,5 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$. Bei 800 GHz steigt der Wert auf $20 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$. Dieser Abfall der Leistungsfähigkeit wird wahrscheinlich durch die hohe parasitäre Kapazität der Diode hervorgerufen. Außerdem wurde der gleiche Diodentyp auf einer planaren sinusförmigen Antenne mit Si-Linse montiert. Bei Messungen bis 600 GHz wurde ein NEP von 5 bis $20 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$ gemessen [119].

Die in [116] charakterisierte planare Diode basiert auf einem ErAs:InAlGaAs Kontakt. Der Vorteil dieses Halbmetail-Halbleiterübergangs soll darin bestehen, dass die Barrierehöhe besser eingestellt werden kann als bei Metall-Halbleiterübergängen. Damit ist prinzipiell eine niedrige Barriere auch bei Halbleitern mit weitem Bandabstand möglich. Die Diode hat einen Anodendurchmesser von $4 \mu\text{m}$ und ist montiert im Zentrum einer Rechteck-Spiralantenne. Bei 639 GHz wurde in einem Freistrahlaufbau eine optische NEP von $4 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$

Gruppe	max. Frequenz [GHz]	NEP [pW/ $\sqrt{\text{Hz}}$]	Montierung
Brown [116]	639	4	Planare Spiralant. (Si-Linse)
Hesler [118]	150	1,5	Hohlleiter
Hesler [118]	800	20	Hohlleiter
Diese Arbeit	> 1000	5	Planare Spiralant. (Si-Linse)
Shashkin [120]	94	1	Planare Schlitzantenne
Golay	$30 \cdot 10^3$	140	
Pyro-Detektor		400	

Tabelle 5: Übersicht über verschiedene Ansätze zur Realisierung von vorspannungsfreien THz-Schottkydetektoren.

erzielt. Am Nullpunkt des Bias erreicht die elektrische Responsivität der Diode $10,3 \text{ A W}^{-1}$ bei einem differentiellen Widerstand von $7,5 \text{ k}\Omega$. Diese Diskrepanz zwischen optischer und elektrischer Responsivität kann durch die Fehlanpassung zwischen Diode und Antenne erklärt werden.

Die Autoren von [120] haben einen Detektor basierend auf einer delta-dotierten Schottkydiode entwickelt. Die Diode ist auf einer planaren Slot-antenne mit einer Impedanz von 800Ω montiert. Beim Vergleich von unterschiedlichen Dioden wurden optimale Werte der NEP für einen differentiellen Widerstand zwischen 2 und $6 \text{ k}\Omega$ gefunden.

Schottkydioden basierend auf InGaAs, wie sie in dieser Arbeit untersucht werden, wurden von anderen Gruppen erfolgreich in Mischern eingesetzt [121]. Auch hier ist der vorspannungsfreie Betrieb von Vorteil, insbesondere bei antiparallel geschalteten Dioden.

In Tabelle 5 sind die unterschiedlichen Ansätze aufgelistet. Als Vergleich sind Golayzelle und Pyrometer aufgeführt.

PHOTOKONDUKTIVE THZ-MESSUNG

Das Ziel der Untersuchungen in diesem Kapitel ist die Optimierung verschiedener Teilaspekte photokonduktiver THz-Systeme. Dazu zählen auf Seiten der kontinuierlichen photokonduktiven Emmitter:

- Die Entwicklung eines integrierten Moduls mit faseroptischer Kopplung auf Basis von LT-GaAs-Fingermischern
- Die Untersuchung von pin-Fotodioden als Quelle bei 1,5 μm optischer Wellenlänge

Auf Seiten der Detektoren wurden Studien zur kohärenten kontinuierlichen Detektion durchgeführt und dabei die folgenden Detektortypen untersucht:

- LT-GaAs-Fingermischer
- Optisch angeregte Schottkydioden
- Detektor auf Basis des elektro-optischen Pockels-Effekts

Zusätzlich wurden neue Messverfahren für photokonduktive THz-Systeme demonstriert:

- Schnelle direkte Messung
- Phasenmodulation mithilfe eines Faserstreckers

Den Abschluss bildet ein Vergleich zu gepulsten Systemen:

- Die Analyse von akzeptordotiertem GaAs als Emittermaterial in photokonduktiven Zeitbereichssystemen

Dazu wird zu Beginn dieses Kapitels das Prinzip der THz-Erzeugung und -Detektion in kontinuierlichen photokonduktiven Systemen dargelegt, bevor die aufgezählten Aspekte betrachtet werden.

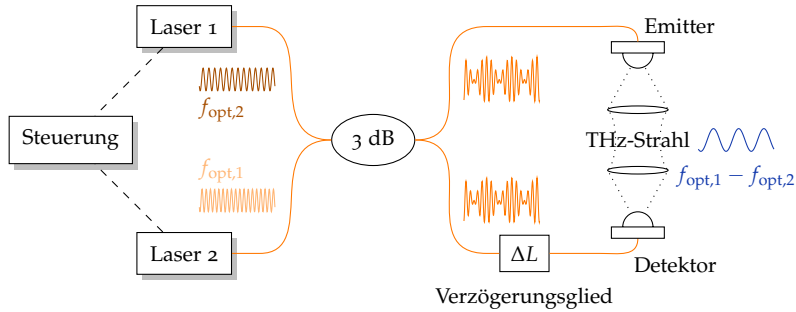


Abbildung 56: Schematischer Aufbau eines Systems zur kontinuierlichen THz-Erzeugung und kohärenten Detektion über optische Anregung.

4.1 PRINZIP KONTINUIERLICHER PHOTOKONDUKTIVER THZ-SYSTEME

Werden zwei kontinuierliche Lasersignale leicht unterschiedlicher Frequenz überlagert, entsteht ein optisches Schwebungssignal. Durch geeignete Bauelemente kann das Schwebungssignal in ein kontinuierliches THz-Signal konvertiert werden, wie in [122] anhand eines photokonduktiven Mischers erstmals demonstriert wurde. Dieses Verfahren wird auch als optische heterodyne Abwärtsmischung bezeichnet; eine detaillierte Übersicht ist unter anderem in [123] zu finden.

Die kontinuierliche THz-Emission ist insbesondere für Anwendungen interessant, bei denen es auf eine hohe Frequenzauflösung ankommt [123]. Gleichzeitig wird durch geeignete variable Laserquellen und THz-Komponenten ein sehr weiter Abstimmbereich erzielt [123]. Kontinuierliche photokonduktive Systeme bestehen im Wesentlichen aus vier Komponenten:

1. Ein optisches System, welches zwei Signale variabler Frequenz erzeugt und zu einem Schwebungssignal überlagert.
2. Ein photokonduktiver Emitter, welcher das Schwebungssignal in ein THz-Signal umwandelt.
3. Ein Detektor, der sensitiv gegenüber der kohärenten Überlagerung von THz-Signal und optischem Schwebungssignal ist. Alternativ kann ein direkter Detektor eingesetzt werden, wenn die Phase des THz-Signals nicht von Interesse ist.

4. Eine Verzögerungstrecke, um die Phasenbeziehung der beiden Signale am Detektor variieren und dadurch die komplexe Amplitude des THz-Signals ermitteln zu können.

Eine Anwendung finden die photokonduktiven Systeme meist in der Spektroskopie, indem die zu untersuchende Probe in den THz-Strahl zwischen Emittor und Detektor eingebracht wird und das transmittierte oder reflektierte Signal aufgezeichnet wird. Die Materialeigenschaften ergeben sich aus dem Vergleich zu einer Referenzmessung ohne die Probe.

Abbildung 56 zeigt den schematischen Aufbau eines photokonduktiven THz-Systems mit zwei Lasern, welche die Signale mit den Frequenzen $f_{\text{opt},1}$ und $f_{\text{opt},2}$ erzeugen. Über einen 3 dB-Kombinator/Verteiler werden die beiden Lasersignale zu zwei Schwebungssignalen überlagert, welche einerseits in den Emittor und andererseits in den Detektor eingekoppelt werden.

Das elektrische Feld des optischen Schwebungssignals entspricht der Addition der Felder $\mathcal{E}_{\text{opt},1}$ und $\mathcal{E}_{\text{opt},2}$ der beiden Lasersignale [38]:

$$\mathcal{E}(t) = \hat{\mathcal{E}}_{\text{opt},1} \exp(i\omega_{\text{opt},1}t) + \hat{\mathcal{E}}_{\text{opt},2} \exp(i\omega_{\text{opt},2}t) \quad (4.1)$$

Dabei bezeichnet $\omega_{\text{opt},1|2} = 2\pi f_{\text{opt},1|2}$ die Kreisfrequenz des ersten bzw. zweiten Lasers. Die optische Leistung, welche auf den Emittor bzw. den Detektor auftrifft, ist gegeben durch

$$P_{\text{opt}}(t) \propto |\mathcal{E}(t)|^2 \quad (4.2)$$

$$\propto \hat{\mathcal{E}}_{\text{opt},1}^2 + \hat{\mathcal{E}}_{\text{opt},2}^2 + 2\hat{\mathcal{E}}_{\text{opt},1}\hat{\mathcal{E}}_{\text{opt},2} \sin((\omega_{\text{opt},1} - \omega_{\text{opt},2})t) \quad (4.3)$$

Dabei kennzeichnet \propto die Proportionalität. Damit lässt sich die Gesamtleistung in Abhängigkeit von den mittleren Leistungen $P_{\text{opt},1}$ und $P_{\text{opt},2}$ der beiden Laser beschreiben:

$$P_{\text{opt}}(t) = P_{\text{opt},1} + P_{\text{opt},2} + 2\sqrt{P_{\text{opt},1}P_{\text{opt},2}} \sin(\omega_{\text{THz}}t) \quad (4.4)$$

Dabei bezeichnet $\omega_{\text{THz}} = |\omega_{\text{opt},1} - \omega_{\text{opt},2}| = 2\pi f_{\text{THz}}$ die Differenz zwischen beiden Laserfrequenzen. Die Gleichung 4.4 gilt für den Fall, dass beide optischen Signale die gleiche Polarisierung besitzen und ihre räumliche Überlagerung optimal ist. Die höchste Modulation der Leistung des Schwebungssignals wird erreicht, wenn die Leistungen der beiden Laser identisch sind. Als Kennzahl wird die Modulationstiefe verwendet, welche die normierte Differenz zwischen dem Maximum und dem Minimum der Leistung des Schwebungssignals angibt. Bei gleicher Laserleistung und optimaler räumlicher Überlagerung ist die Modulationstiefe 1.

Am Sender wird das Schwebungssignal in ein THz-Signal umgewandelt, wozu meist schnelle photokonduktive Bauelemente eingesetzt werden.

4.2 OPTISCHES SYSTEM

Das optische System dient der Bereitstellung des Schwebungssignals. Folgende Punkte sind dabei relevant:

- Abstimmungsbereich der Differenzfrequenz beider Laser
- Linienbreite des Schwebungssignals
- Relative Stabilität der Schwebungsfrequenz an einem Frequenzpunkt
- Absolute Genauigkeit / Wiederholbarkeit der eingestellten Frequenz
- Optische Ausgangsleistung

Lange Zeit waren optische Systeme mit einer Wellenlänge im Bereich von 780 bis 850 nm erste Wahl bei photokonduktiven kontinuierlichen THz-Systemen, da diese auf LT-GaAs als photokonduktives Material aufbauen. LT-GaAs ist aufgrund seiner Bandlücke von 1,424 eV [54] nicht für Licht oberhalb dieser Wellenlänge geeignet.

In der Telekommunikation dagegen sind optische Systeme bei 1,5 μm Wellenlänge weit verbreitet. Optische Komponenten sind wegen des großen Marktes ausgereift, kompakt, zuverlässig und günstig. Deshalb gibt es die Bestrebung, diese Wellenlänge zur Anregung photokonduktiver THz-Emitter zu einzusetzen. Jedoch müssen andere photokonduktive Materialien anstelle LT-GaAs für Emitter und Detektoren eingesetzt werden. Ein Beispiel sind die in dieser Arbeit demonstrierten pin-Fotodioden, aber auch interdigitale Strukturen auf Basis von Ionen-implantierten InGaAs wurden von anderen Gruppen untersucht [124].

In der vorliegenden Arbeit wurden Systeme in beiden Wellenlängenbereichen eingesetzt, die im Folgenden vorgestellt werden.

4.2.1 850 nm-System

Der Messaufbau des faserbasierten 850 nm-Systems, welches von der Firma *Toptica Photonics AG* stammt, ist in Abbildung 57 dargestellt. Das Besondere an diesem System ist die hohe Stabilität und die absolute Frequenzgenauigkeit des Schwebungssignals, welche über eine Regelung mit Messung beider Laserfrequenzen erreicht wird.

Das optische Signal wird von zwei DFB-Laserquellen bei ca. 850 nm bereitgestellt, deren maximale Ausgangsleistung jeweils ca. 45 mW beträgt. Über Variation der Temperatur beider Laser kann ihre Frequenz eingestellt werden,

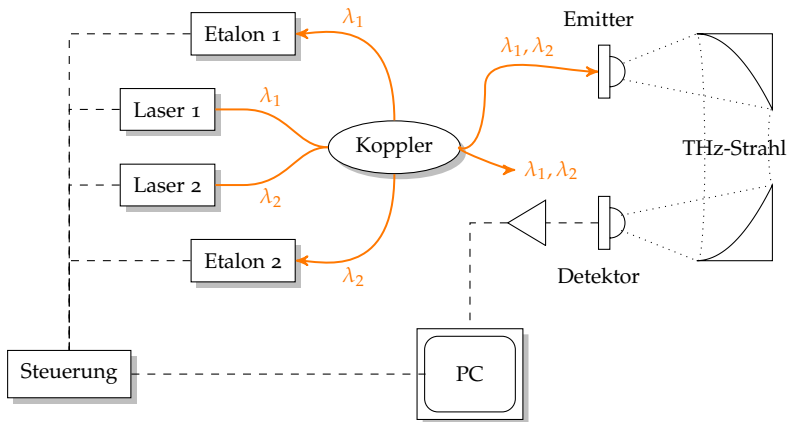


Abbildung 57: Verwendeter Aufbau des fasergebundenen photokonduktiven Systems bei 850 nm optischer Wellenlänge. Dargestellt ist die Messkonfiguration mit einem direkten THz-Detektor, bei der nur eines der beiden Schwebungssignale verwendet wird.

sodass sich eine Differenzfrequenz zwischen 0 und 1,2 THz ergibt. Ein integrierter fasergebundener polarisationshaltender Kombinator/Verteiler (Koppler) besitzt zwei Eingänge für beiden Lasersignale und zwei Ausgänge für die Schwebungssignale. Einer dieser Ausgänge ist mit dem Emittor verbunden, der zweite ist bei homodyner Messung für den Detektor vorgesehen.

An zwei zusätzliche Ausgänge des Kopplers, die jeweils eines der beiden Lasersignale enthalten, sind zwei Etalons zur Frequenzmessung angeschlossen. Über die Etalons erhält die Lasersteuerung eine Rückkopplung der aktuellen Frequenz. Jeder Etalon erzeugt dazu ein frequenzabhängiges Quadratursignal, dessen Phase der Frequenz des Lasers entspricht. Bei diesem Quadratursignal sind die beiden Anteile gegeneinander um 90° phasenverschoben, sodass die Frequenz innerhalb des freien Spektralbereichs von 7,7 GHz eindeutig ist. Dieser freie Spektralbereich ermöglicht eine hohe Frequenzauflösung von bis zu 1 MHz. Die Stabilisierung der Laserfrequenz erfolgt über einen PID-Regler, der sowohl Temperatur als auch Strom des Lasers anpasst.

Eine genaue Untersuchung der Systemeigenschaften ist in [125] zu finden.

4.2.2 1,5 μm -System

Für die Untersuchung von photokonduktiven Komponenten für 1,5 μm optische Wellenlänge wurde im Rahmen dieser Arbeit ein entsprechendes optisches

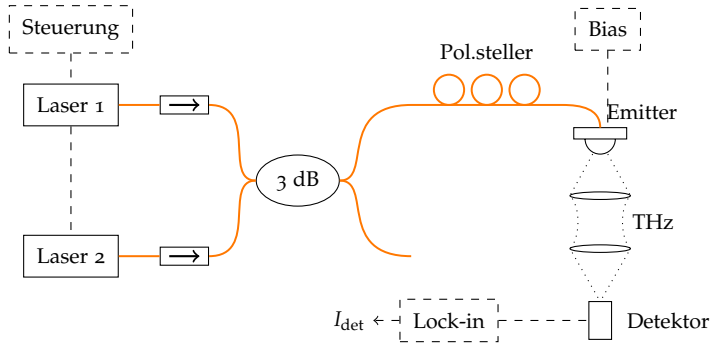


Abbildung 58: Realisierter Aufbau zur photokonduktiven THz-Erzeugung mit direkter Detektion bei $1,5\ \mu\text{m}$ optischer Wellenlänge.

System mit kommerziell erhältlichen Komponenten realisiert. Aufgrund der reduzierten Justierung, dem kompakten und stabilen Aufbau wurde auch hier ein faserbasierter Ansatz gewählt. Gegenüber dem 855 nm -System aus dem letzten Abschnitt ist der Aufbau reduziert, da auf eine Frequenzmessung verzichtet wurde.

Das optische Signal wird durch zwei C-Band-DFB-Lasermodule¹ bereitgestellt, welche eine niedrige Linienbreite und keine Modensprünge bei der Abstimmung aufweisen. Die Laser verfügen über einen integrierten optischen Isolator sowie einen optischen Faseranschluss. Die Überlagerung beider Lasersignale erfolgt, wie in Abbildung 58 dargestellt ist, durch einen 3 dB-Koppler. Die kombinierte optische Leistung pro Ausgang des Kopplers beträgt beim realisierten System 12 mW . Von den Lasern bis einschließlich des Kopplers ist der optische Pfad polarisationshaltend. Die Verbindung zum Emittor erfolgte über nicht polarisationshaltende Faser, um die Polarisation über einen Polarisationssteller variieren zu können.

Frequenz und Ausgangsleistung der beiden Laserdioden können über ihre Temperatur und ihren Strom gesteuert werden: Mit der Temperatur ändert sich vor allem die Wellenlänge, da diese den Brechungsindex des Laserresonators beeinflusst [126]. Gleichzeitig sinkt jedoch die Ausgangsleistung mit steigender Temperatur. Diese Abhängigkeit ist für den Laser 2 in Abbildung 59a dargestellt. Über den Strom lässt sich primär die Ausgangsleistung des Lasers einstellen, was gleichzeitig auch eine Wellenlängenänderung zur Folge hat, da sowohl Temperatur als auch Brechungsindex der aktiven Zone vom Strom

¹ Modell *Avanex 1905 LMI*

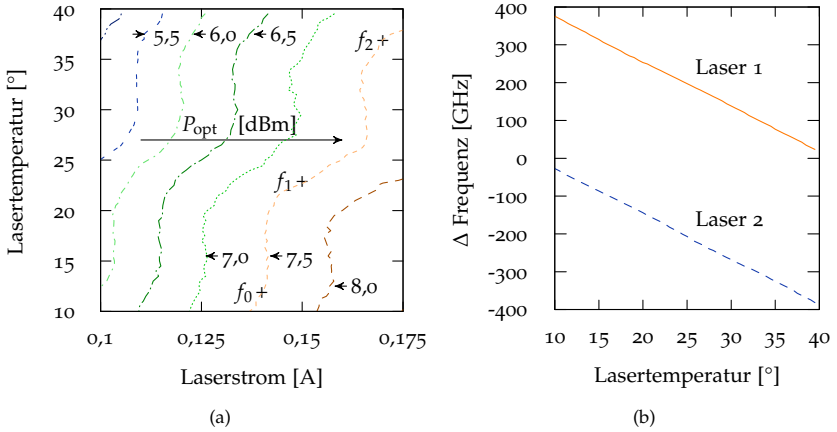


Abbildung 59: (a) Abhängigkeit der Ausgangsleistung des Laser 2 vom Strom und der Temperatur. Die Isolinien sind für Leistungen zwischen 5,5 dBm und 8,0 dBm aufgetragen. Bei der Linie für 7,5 dBm sind zusätzlich drei Frequenzpunkte eingetragen: $f_1 = f_0 - 130,5$ GHz und $f_2 = f_0 - 301,3$ GHz. (b) Abhängigkeit der Laserfrequenz von der Temperatur für eine konstante Ausgangsleistung von 7 dBm. Der Nullpunkt der Laserfrequenz entspricht 195,05 THz.

abhängen. Eine Frequenzänderung ist erheblich schneller über den Strom als über die Temperatur zu erreichen, jedoch ist die erzielbare Variation geringer.

Die Frequenz beider Laser reagiert mit einer mittleren Frequenzänderung von $-11,9 \text{ GHz K}^{-1}$ auf Temperaturvariation (Abbildung 59b). Das verwendete Steuerungsgerät² erlaubt aufgrund der internen Auflösung des Analog-Digital-Wandlers eine Änderung in Schritten von minimal 250 MHz. Die Temperatur wird durch einen PID-Regelkreis über ein Peltier-Element mit Temperatursensor konstant gehalten. Eine Regelung der Laserfrequenz mit direkter Rückkopplung über ein Frequenzmessgerät erfolgt nicht. Dennoch bleibt die Differenzfrequenz auch über einen längeren Zeitraum relativ stabil, wie Abbildung 60a zeigt. Die Differenzfrequenz wurde auf 22,322 GHz eingestellt und über 3 Stunden mit einer Fotodiode und einem Spektrumanalysator aufgezeichnet. Die mittlere Abweichung innerhalb 10 min beträgt nicht mehr als 5 MHz, über einen längeren Zeitraum beträgt der Frequenzdrift weniger als 50 MHz.

Bei einem Frequenzdurchlauf erfolgt die Kontrolle der Differenzfrequenz über eine automatisch erstellte Lookup-Tabelle mit den Parametern für Tem-

² Modell Thorlabs PRO8000

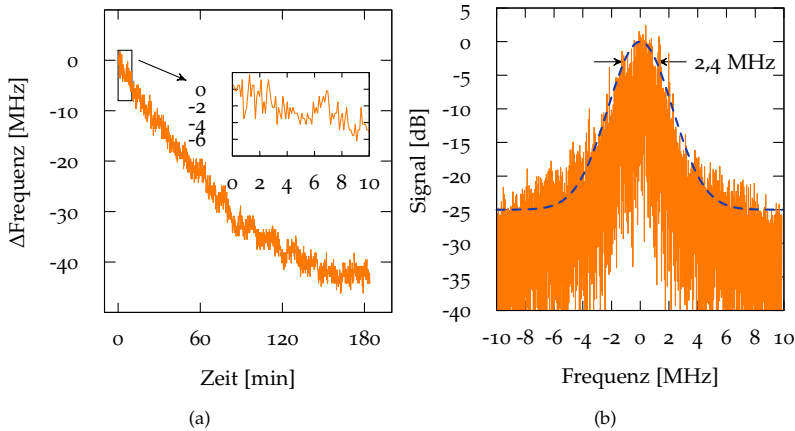


Abbildung 60: (a) Relative Stabilität der Frequenz des Schwebungssignals über der Zeit. Die absolute Frequenz zur Startzeit der Messung betrug 22,322 GHz. (b) Messung der Linienbreite des Schwebungssignals bei einer Mittelfrequenz von 5,176 GHz.

peratur und Strom an Differenzfrequenzpunkten im Abstand von 50 GHz. Dazwischen liegende Frequenzpunkte werden linear interpoliert. Dabei ist zu beachten, dass beide Lasersignale an allen Frequenzpunkten die gleiche Leistung aufzeigen sollten, um eine hohe Modulationstiefe zu gewährleisten. Sie wurde in einer Messung mit einer Fotodiode für den vorliegenden Aufbau bestimmt und beträgt ca. 0,83.

Die Linienbreite der Laser wurde für jeden der beiden Laser einzeln über eine Messung bestimmt, sie beträgt ca. 1,2 MHz. Dies wirkt sich auch auf das optische Schwebungssignal aus. Um dies zu untersuchen, wurde die Differenzfrequenz auf 5,176 GHz eingestellt und das Schwebungssignal in eine schnelle Fotodiode³, bis 11 GHz eingekoppelt. Die Messung des Ausgangssignals der Fotodiode erfolgte mit einem Spektrum-Analysator bei einer Messbandbreite von 100 kHz und einer Messzeit von 50 ms. Das Resultat ist in Abbildung 60b dargestellt. Die 3 dB-Breite des Signals liegt bei ca. 2,4 MHz, was der Summe der Linienbreiten der einzelnen Lasersignale entspricht.

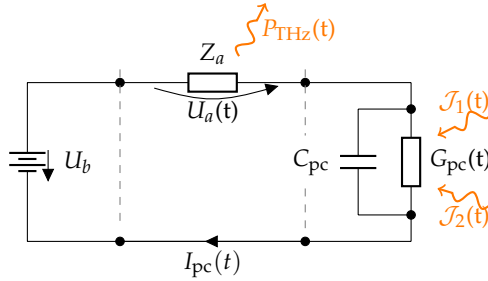


Abbildung 61: Das Ersatzschaltbild des photokonduktiven Emitters besteht aus der Biasquelle, dem Fotomischer als modulierbarem Widerstand und der abstrahlenden Antenne. Der photokonduktive Detektor ist analog aufgebaut, statt der Biasquelle wird jedoch ein Strom-/Spannungsmessgerät eingesetzt.

4.3 EMITTER

Das Ziel des Emitters ist die effiziente Umwandlung des optischen Schwebungssignals in ein elektrisches THz-Signal. Dabei soll eine hohe THz-Ausgangsleistung über einen breiten Frequenzbereich erzielt werden. Abbildung 61 zeigt das Ersatzschaltbild eines photokonduktiven THz-Emitters, bestehend aus photokonduktivem Element und Antenne: Durch die Beleuchtung mit dem optischen Schwebungssignal wird der Widerstand G_{pc} und damit der Stromfluss i_{pc} moduliert, was eine Abstrahlung durch die Antenne zur Folge hat. Kapazitive Effekte, dargestellt durch C_{pc} , reduzieren mit steigender Frequenz die emittierte Leistung. Darüber hinaus wirken sich mit steigender Frequenz verschiedene Effekte der Ladungsträger wie ihre endliche Transitzeit oder eine zu lange Lebenszeit negativ aus.

Die mittlere HF-Ausgangsleistung lässt sich mithilfe des Ersatzschaltbildes aus Abbildung 61 über den Antennenstrom ausdrücken:

$$P_{THz,0} = \frac{1}{2} \hat{i}_{pc, THz}^2 Z_a \quad (4.5)$$

Dabei bezeichnet $\hat{i}_{pc, THz}$ die Amplitude des Wechselstromes, der durch die Fotodiode angeregt in der Antenne fließt.

Grundvoraussetzung für das photokonduktive Element ist eine hohe Absorption des optischen Signals, weshalb seine Bandlücke kleiner sein muss als die Photonenenergie. Daneben sollte die Leitfähigkeit ohne Lichteinfall gering

sein, damit die Beleuchtung eine starke Modulation der Leitfähigkeit zur Folge hat.

Zwei unterschiedliche Emittertypen wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit untersucht und miteinander verglichen:

- Fingermischer, d. h. interdigitale Metallstrukturen auf photokonduktivem Halbleitermaterial
- schnelle pin-Fotodioden

Im Folgenden werden zunächst der grundlegende Aufbau und das Verhalten der beiden Typen sowie ihr Hochfrequenzverhalten vorgestellt. Anschließend werden die realisierten Emittter präsentiert, bevor die Charakterisierung ihrer Eigenschaften dargelegt wird.

4.3.1 Emittertypen

Fingermischer

Ein Fingermischer besteht aus einem photokonduktivem Material, auf welches im μm -Abstand zueinander interdigitale Metallelektroden aufgebracht werden. Durch die Beleuchtung mit dem Schwebungssignal werden Ladungsträger der Dichte N_{pc} im photokonduktiven Material erzeugt, wodurch die Leitfähigkeit des Fingermischers moduliert wird. Um die Modulation auch bei Frequenzen im THz-Bereich zu ermöglichen, muss die Lebenszeit τ_e der angeregten Ladungsträger sehr kurz sein, damit sie innerhalb einer Periode des Schwebungssignals rekombinieren können. Für eine Rekombination außerhalb des Fingermischers ist die Transitzeit aufgrund des weiten Elektrodenabstandes zu groß. Wie in Anhang A gezeigt wird, ist die abgegebene Leistung des Emitters gegeben durch:

$$P_{THz} \approx \frac{1}{2} Z_a U_b^2 \left(\frac{\mu e B \tau_e}{w_{pc}} \right)^2 \frac{1}{1 + (f_{THz}/f_\tau)^2} \frac{1}{1 + (f_{THz}/f_{RC})^2} \quad (4.6)$$

$$B = \frac{2\eta_{opt} \sqrt{P_{opt,1} P_{opt,2}}}{hf_{opt}} \quad (4.7)$$

Dabei ist η_{opt} die Quanteneffizienz, d.h. die Anzahl der pro Photon angeregten Ladungsträgerpaare und hf_{opt} die Energie der Photonen bei der optischen Frequenz f_{opt} . μ bezeichnet die Beweglichkeit der Ladungsträger und w_{pc} den Abstand der Elektroden.

Die höchste Umwandlungseffizienz von optischem Signal zu THz-Signal wird erreicht, wenn $P_{opt,1}$ gleich $P_{opt,2}$ ist. In diesem Fall steigt die THz-Leistung quadratisch mit der optischen Gesamtleistung, ebenso verhält sich der Zusammenhang zur Biasspannung.

Die beiden Frequenzen $f_\tau = (2\pi\tau_e)^{-1}$ und $f_{RC} = (2\pi C_{pc}Z_a)^{-1}$ geben die Reduktion der Ausgangsleistung für hohe Frequenzen wieder. Wenn $2\pi f_{THz}\tau_e \gg 1$ und $2\pi f_{THz}Z_a C_{pc} \gg 1$ sind, dann ist die abgegebene Leistung proportional zu f_{THz}^{-4} und fällt mit 40 dB/Dekade.

Um hohe Frequenzen zu erreichen, ist über die Geometrie der interdigitalen Fingerstruktur die Kapazität C_{pc} zu minimieren. Dabei ist zu beachten, dass auch G_{pc} beeinflusst wird und ein Kompromiss gefunden werden muss. Eine entsprechende Modell wird in [38] vorgestellt.

Darüber hinaus ist die Ladungsträgerlebenszeit τ_e des photokonduktiven Materials für das Erreichen hoher Frequenzen ein entscheidender Parameter. Während bei niedrigen Frequenzen ($2\pi f_{THz}\tau_e < 1$) die Ausgangsleistung mit der Lebenszeit ansteigt, kehrt sich dieser Effekt bei hohen Frequenzen um [127], wodurch für jede Frequenz ein optimales τ_e existiert.

PHOTOKONDUKTIVES MATERIAL LT-GaAs ist momentan das am weitesten verbreitete Material zur Herstellung kontinuierlicher photokonduktiver THz-Emitter. Es zeigt eine hohe Mobilität und kurze Ladungsträger-Lebenszeit von $\tau_e < 1$ ps bei gleichzeitig hohem Dunkelwiderstand und hoher Durchbruchspannung. Die Herstellung des Halbleiters geschieht durch Wachstum in einer Molekularstrahlepitaxie (MBE). Während SI-GaAs bei ca. 600 °C gewachsen wird, liegt die Temperatur für LT-GaAs bei 150 bis 240 °C. Das resultierende Material ist monokristallin, jedoch enthält es eine Vielzahl von Punktdefekten in der gesamten Schicht. Dabei kommen hauptsächlich drei Defektypen vor: Substitutionsatome (As_{Ga}), Zwischengitteratome (As_i) und Leerstellen (V_{Ga}) [128]. Diese Defekte sorgen für eine gegenüber SI-GaAs erheblich reduzierte Ladungsträger-Lebenszeit, da sie ein effizientes Einfangen der fotogenerierten Ladungsträger erlauben. Jedoch ist der Dunkelwiderstand zu niedrig für die Verwendung in photokonduktiven Schaltern (10 Ω cm in [129]).

Durch Tempern (engl. *Annealing*) des Materials kann dieser Widerstand heraufgesetzt werden: So wird in [129] nach 10 min bei 600 °C von einem Ansteigen des Widerstandes auf $10^6 \Omega$ cm berichtet. Durch das Tempern verbessert sich die Kristallstruktur und die Störungen sowie der damit einhergehende Stress von As_{Ga} werden reduziert [130]. Das überflüssige As formt metallische Zentren in Form von runden Clustern mit 2 bis 10 nm Durchmesser [131]. Die Temperatur und Dauer des Temperns kontrolliert die mittlere Verteilung und Größe der Cluster. Über die Rolle der Arsen-Cluster in getemperten Materialien existieren unterschiedliche Einschätzungen: So tragen u. a. nach [132] diese Cluster wesentlich zum Verhalten des getemperten Materials bei, indem sie als Einfang- und Rekombinationszentren für eine kurze Ladungsträger-Lebensdauer sorgen. Nach [133] hat das Tempern vor allem eine Reduzierung der Defekte zur Folge. Diese sollen als Sprungzentren der

Ladungsträger dienen und dadurch für einen niedrigen Widerstand sowie für kurze Einfangzeiten sorgen. Eine detaillierte Diskussion ist in [128] zu finden.

pin-Emitter

pin-Fotodioden sind in der optischen Datenübertragung aufgrund ihrer hohen Bandbreite und hohen Quanteneffizienz als Fotodetektoren weit verbreitet. Eine pin-Fotodiode besteht üblicherweise aus einer stark p-dotierten Schicht, einer undotierten Schicht (i-Schicht) sowie einer stark n-dotierten Schicht. Die Kontaktierung erfolgt an der n- und der p-Schicht. Die i-Schicht besitzt im Vergleich zu den beiden stark dotierten Schichten einen geringeren Bandabstand, sodass die Absorption des optischen Signals dort stattfindet. Durch die Beleuchtung werden Elektron-Loch-Paare generiert, welche durch das interne elektrische Feld des p-n-Kontaktes getrennt werden. Durch eine extern angelegte negative Vorspannung wird die entstehende Raumladungszone über die gesamte i-Zone ausgeweitet, wodurch nur ein schneller Driftstrom und kein langsamer Diffusionsstrom zustande kommt. Im Gegensatz zu Fingermischern fehlen Rekombinationszentren in der Absorptionsschicht, wodurch eine sehr viel höhere Responsivität erreicht wird, die nahe dem theoretischen Limit von $e/(hf_{\text{opt}})$ liegen kann.

Ähnlich zu Fingermischern existieren zwei Mechanismen, die die THz-Erzeugung bei hohen Frequenzen limitieren: Zum einen wird durch die endliche Transitzeit τ_t der Elektronen, die sich mit Driftgeschwindigkeit in der i-Zone fortbewegen, die Oszillation beeinträchtigt. Zum anderen sorgen mit steigender Frequenz kapazitive Effekte für eine Begrenzung der Ausgangsleistung.

Die Transitzeit ist proportional zur Dicke d_i der undotierten Schicht. Die entsprechende 3 dB-Grenzfrequenz ist von der Geschwindigkeit der Ladungsträger abhängig und kann durch folgende Gleichung abgeschätzt werden [134]:

$$f_t = \frac{3,5v_s}{2\pi d_i} \quad (4.8)$$

Dabei bezeichnet v_s die Sättigungsgeschwindigkeit der Ladungsträger in der i-Schicht.

Die 3 dB-Grenzfrequenz, welche aufgrund der kapazitären Effekte entsteht, ist gegeben durch

$$f_{\text{RC}} = \frac{1}{2\pi Z_a C_i} \quad (4.9)$$

Dabei ist Z_a die Impedanz der Antenne und C_i die Kapazität der i-Schicht, welche durch die Fläche A_i der aktiven Region sowie der Dicke d_i bestimmt wird:

$$C_i = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{A_i}{d_i} \quad (4.10)$$

ϵ_r ist die Dielektrizitätszahl des Halbleitermaterials.

Fasst man beide Effekte zusammen, lässt sich die relative Ausgangsleistung einer pin-Diode folgendermaßen ausdrücken [135]:

$$P(f_{\text{THz}}) \propto \frac{1}{1 + (f_{\text{THz}}/f_t)^2} \frac{1}{1 + (f_{\text{THz}}/f_{\text{RC}})^2} \quad (4.11)$$

Beim Design der Diode ist zu berücksichtigen, dass die Transitzeit mit einer geringeren Dicke d_i der i-Schicht absinkt, während die Kapazität mit einer geringeren Dicke ansteigt. Deshalb ist ein Kompromiss nötig, um die resultierende Bandbreite der Diode zu maximieren. Ein optimales Verhalten ergibt sich, wenn die beiden Grenzfrequenzen f_t und f_{RC} gleich sind. Als Folge fällt die THz-Leistung oberhalb dieser Frequenz mit f_{THz}^{-4} . Im Gegensatz zum LT-GaAs-Emitter können die beiden Grenzfrequenzen somit nicht getrennt optimiert werden.

4.3.2 Realisierung

Bei der Realisierung der beiden Emittertypen wurde jeweils eine planare logarithmisch-periodische Antenne zur breitbandigen Auskopplung der THz-Strahlung auf den Chip integriert. Es erfolgt eine kurze Beschreibung dieses Antennentyps, bevor auf die beiden Emitter eingegangen wird.

Logarithmisch-periodische Antenne

Dieser Antennentyp zählt, wie die Spiralantenne aus Kapitel 3, zu den frequenzunabhängigen Antennen: Er zeigt in einem weiten Bereich eine relativ geringe Abhängigkeit von Impedanz und Strahlform gegenüber der Frequenz [38]. Dies wird verwirklicht durch einen selbstkomplementären Aufbau und logarithmische Wiederholung der Geometrie [77]. Abbildung 62 stellt die Parameter dar, welche die Form der Antenne definieren. Eine selbstkomplementäre Antenne ergibt sich, wenn $\alpha + \beta = 180^\circ$ ist.

Die Antenne ist in Resonanz, wenn eine der Fingerlängen gleich einem Viertel der effektiven Wellenlänge ist. Die entsprechenden Resonanzfrequenzen

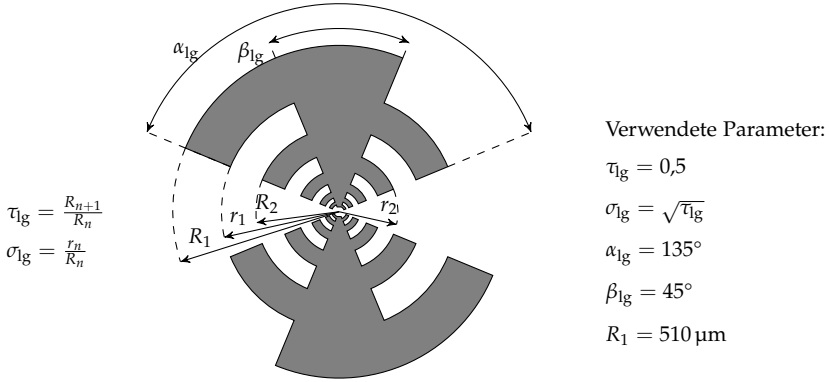


Abbildung 62: Die Form der planaren logarithmisch-periodischen Antenne ist festgelegt durch die Parameter R_0 , τ_{lg} , σ_{lg} , α_{lg} und β_{lg} . Bei einer selbstkomplementären Antenne gilt $\alpha_{lg} + \beta_{lg} = 180^\circ$.

lassen sich für eine Antenne auf Substrat mit der Permittivität ϵ_r über folgende Gleichung berechnen [136]:

$$f_n = \frac{2c_0}{\pi(R_n + r_n)\sqrt{\epsilon_{eff}}} \quad \text{mit} \quad \epsilon_{eff} = \frac{\epsilon_r + 1}{2} \quad (4.12)$$

Im Gegensatz zur Spiralantenne aus Kapitel 3 zeigt die logarithmisch-periodische Antenne keine zirkulare, sondern eine lineare bzw. leicht elliptische Polarisation. Diese ändert sich entsprechend der Resonanzbedingung der einzelnen Antennenarme mit der Frequenz, wie das Ergebnis einer Simulation in Abbildung 63 zeigt. Dies ist insbesondere bei der Kopplung mit anderen Antennen wie der Spiralantenne sowie bei polarisationssensitiven THz-Messungen von Bedeutung.

Bei beiden Emittlern wurden identische Antennenparameter verwendet, welche in Abbildung 62 aufgelistet sind.

Fingermischer

Interdigitale Mischerstrukturen auf Basis von LT-GaAs zur Erzeugung von THz-Strahlung waren am Institut für Hochfrequenztechnik bereits Gegenstand einer vorherigen Dissertation [38]. Während dort das Lasersignal über einen Freistrahle eingekoppelt wurde und die Substratlinse durch eine Halterung mit Verschiebetisch angebracht war, wurde im Rahmen dieser Arbeit ein integriertes Modul entwickelt. Dieses enthält einen Faseranschluss für das

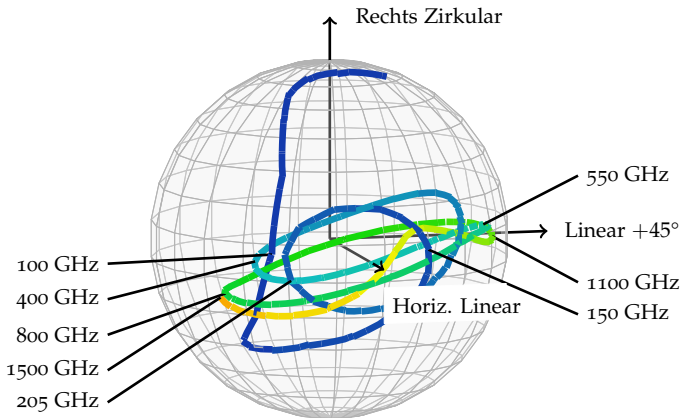


Abbildung 63: Polarisation der logarithmisch-periodischen Antenne in Abhängigkeit von der Frequenz. Dargestellt ist das Simulationsergebnis anhand der Poincaré-Kugel. Die verwendeten Antennenparameter sind in Abbildung 62 aufgelistet.

Schwebungssignal sowie eine fest verklebte Substratlinse. Gegenüber den bisher existierenden Emitttern wird dadurch ein flexibler Einsatz ermöglicht, da das entwickelte Modul erheblich kompakter ist und ohne Justierung der optischen Kopplung frei positioniert werden kann.

EMITTERCHIP Das Zentrum des Emitters bildet ein LT-GaAs-Chip mit planarer Antenne sowie Fingermischer. Dieser Chip ist auf einer Silizium-Substratlinse aufgeklebt; zur Einkopplung des Schwebungssignals ist eine optische Faser über dem Fingermischer aufgebracht. Der schematische Aufbau ist in Abbildung 64a und das fertige Modul in Abbildung 64b dargestellt. Eine Platine dient zur Kontaktierung sowie zur mechanischen Befestigung. Sie ist mit einem RC-Tiefpass 1. Ordnung ($f_{3dB} = 10 \text{ kHz}$) sowie einem Kurzschlussstecker zum Schutz des Mischers vor elektrostatischer Entladung (engl. *electro static discharge*, ESD) versehen. Die Verbindung von der Platine zum LT-GaAs-Chip erfolgt über Kupferlackdraht, welcher an der Platine angelötet und über Leitsilber mit den Kontakten des Chips verbunden ist.

ELEKTRODENSTRUKTUR Abbildung 65 zeigt einen der hergestellten Emitterschips. Der Fingermischer besteht aus einer Metall-Halbleiter-Metall-Struktur zur Kontaktierung der LT-GaAs-Schicht, die auf GaAs-Substrat gewachsen wurde. Die photokonduktive Fläche ist ca. $10 \mu\text{m} \times 10 \mu\text{m}$ groß, darauf sind

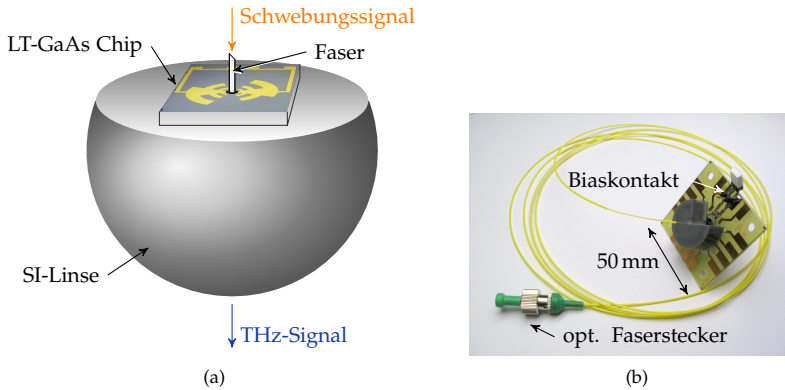


Abbildung 64: (a) Das realisierte THz-Modul besteht aus einem LT-GaAs-Emitterchip auf einer Substratlinse aus Silizium. Zur Einkopplung des optischen Schwebungssignals wird eine Faser auf das Zentrum des LT-GaAs-Emitters aufgeklebt. (b) Vorderseite eines hergestellten Emittermoduls.

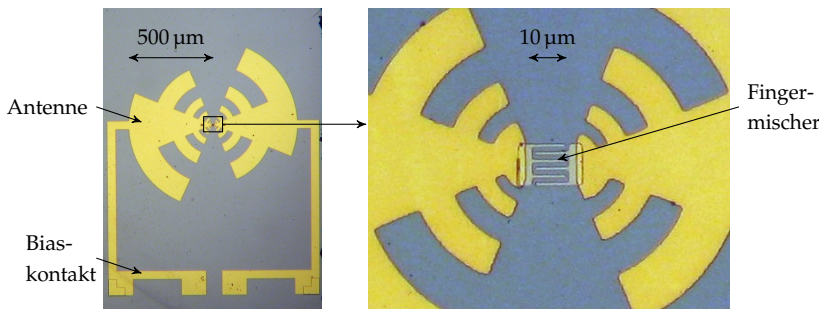


Abbildung 65: Hergeleiteter Emitterchip auf LT-GaAs-Substrat: Links ist der gesamte Chip und rechts ist die interdigitale Fingerstruktur vergrößert dargestellt.

Metallisierung	Schmelztemp. [°C]	Mittelwert [V]	Varianz [V]
Ti/Au	1064	35,1	3,78
Nickel	1455	34,7	2,15
Paladium	1555	34,4	4,04
Platin	1768	39,7	0,82

Tabelle 6: Vergleich von Mittelwert und Varianz der Durchbruchspannung von Fingermischern mit unterschiedlicher Metallisierung [137].

sechs interdigitale Finger aus Nickel mit einer Breite von $0,5\ \mu\text{m}$ im Abstand von $1,5\ \mu\text{m}$ fotolithografisch aufgebracht. Mischer mit Nickelkontaktierung zeigen im Vergleich zu Titan/Gold-Kontaktierung eine geringere Streuung der Durchbruchspannung und sind im Vergleich zu Platin wegen der geringeren Aufdampftemperatur leichter herzustellen, wie in [137] festgestellt wurde. Tabelle 6 zeigt eine Zusammenfassung der dort erzielten Ergebnisse. Die Zahl der untersuchten Mischer lag bei 30 pro Metallisierung.

Für die im vorliegenden Fall verwendete Geometrie des Fingermischers wurde in [38] eine Kapazität von $2,2\ \text{fF}$ berechnet. Daraus ergibt sich eine 3 dB-Grenzfrequenz von $f_{\text{RC}} = 904\ \text{GHz}$, wenn man eine Antennenimpedanz von $Z_a = 80\ \Omega$ annimmt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die in Tabelle 7 aufgelisteten Materialien eingesetzt. Die ersten beiden wurden am Insitut für Hochfrequenztechnik hergestellt; sie besitzen eine $\text{Al}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}$ -Ätzstoppschicht mit einer Dicke von $400\ \text{nm}$ zwischen dem Substrat und der LT-Schicht. Das Tempern erfolgte bei diesen beiden Schichten *ex situ* unter Stickstoffatmosphäre mit einer Abdeckung durch eine undotierte GaAs-Schicht, wodurch ein Ausdifundieren von As verhindert wird. Das Material *H295* wurde an der TU Wien hergestellt; es wurde *in situ* getempert. Für das Material *m0412* wurde eine Ladungsträger-Lebensdauer von $\tau_e = 400\ \text{ps}$ gemessen. Daraus lässt sich eine 3 dB-Grenzfrequenz von $f_t = 399\ \text{GHz}$ berechnen.

OPTISCHE KOPPLUNG Für eine effiziente und zuverlässige Einkopplung des optischen Signals wurden die Emmitter mit einer optischen Faser versehen, wie in Abbildung 66 in einem Schnitt dargestellt ist.

Als Faser wurden Einmoden-Fasern verwendet⁴, teilweise mit polarisationshaltendem Kern. Die aktive Fläche des Fingermischers hat einen Durchmesser von $10\ \mu\text{m}$, der Felddurchmesser (engl. *Mode-Field Diameter*, MFD) am Ende der Faser beträgt dagegen $5\ \mu\text{m}$. Eine gleichmäßige Ausleuchtung des Mischers

⁴ Modell Nufern 780-HP

Material	m0272	m0412	H295
LT-GaAs-Dicke [nm]	600	600	2000
GaAs-Substratdicke [μm]	350	350	350
Wachstumstemperatur [$^{\circ}\text{C}$]	166	155	270
Tempertemperatur [$^{\circ}\text{C}$]	600	600	600
Ladungsträger-Lebenszeit [ps]		0,4	

Tabelle 7: Liste der eingesetzten LT-GaAs-Schichten. Die Temperzeit betrug jeweils 10 min.

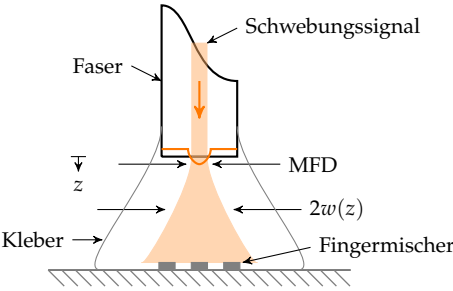


Abbildung 66: Schnitt durch die Faserkopplung: Zur Einkopplung des optischen Schwebungssignals wird eine Faser direkt auf das Zentrum des LT-GaAs-Emitters aufgeklebt.

ist von Vorteil, um die Wärmebelastung auf eine möglichst große Fläche zu verteilen. Daher wird die Faser in einem Abstand z über dem Fingermischer befestigt. Die Lücke dazwischen wird mit optisch transparentem Klebstoff ausgefüllt, dessen Brechungsindex an den des Lichtwellenleiterkerns angepasst ist. Dadurch wird die Reflexion am Faserausgang reduziert sowie ein Etalon-Effekt innerhalb der Lücke unterdrückt. Der Klebstoff dient außerdem zum mechanischen Fixieren der Faser.

Nimmt man ein gaußförmiges Nahfeld in der Faser an, so lässt sich das abgestrahlte Feld als Gaußscher Strahl beschreiben [138]. Der Strahlradius, bei der die Amplitude um $1/e$ abgefallen ist, kann durch folgende Gleichung in Abhängigkeit vom Abstand z zum Faserende beschrieben werden:

$$w(z) = w_0 \left(1 + \frac{z^2}{z_R^2} \right), \quad z_R = \pi n w_0^2 / \lambda_{\text{opt}} \quad (4.13)$$

Dabei ist $2w_0$ die Breite des Strahls am Ausgang der Faser bei $z = 0$, λ_{opt} die Wellenlänge des Lasersignals und n der Brechungsindex des Mediums außerhalb der Faser.

Setzt man $2w_0 = \text{MFD}$, so ergibt sich ein optimaler Abstand von $60,0 \mu\text{m}$ zwischen Faserende und Fingermischer, bei dem der gesamte $1/e$ -Amplitudenkreis des Lasersignals innerhalb der Fläche des Fotomischers liegt.

Die Herstellung der Faserkopplung erfolgt in folgenden Schritten:

- Die Glasfaser wird am Ende senkrecht abgetrennt (engl. *Cleave*).
- Die Faser wird über dem Zentrum des Fingermischers platziert. Um die optimale Position zu finden, wird dabei der Laser eingeschaltet und der Fotostrom des Fotomischers als Prüfsignal verwendet.
- An der optimalen Position wird die Lücke mit Klebstoff aufgefüllt und anschließend mit UV-Licht ausgehärtet.

Als Kleber wurde *A4088T* der Firma *ABLELUX* eingesetzt, der laut Hersteller einen der Faser ähnlichen Brechungsindex von 1,498 bei 830 nm besitzt. Er lässt sich sowohl über UV-Beleuchtung als auch thermisch aushärten. Durch das geringe Schrumpfen des Klebervolumens von 1,78 % gibt es nur geringe Verschiebungen während des Aushärtens. Durch das Einbringen des Klebers wurde eine leichte Erhöhung des Fotostromes (5 bis 10 %) beobachtet, was auf die verringerten Reflexionen zurückzuführen ist.

Da der Abstand der Finger des Mischers im Bereich der optischen Wellenlänge liegt, ist die Durchlässigkeit der Fingerlücken polarisationsabhängig. Für einen optimalen Transfer muss die Polarisation des Lichts durch Polarisationssteller justiert werden. Alternativ wurden polarisationshaltende Fasern

anstelle der Einmodenfaser verwendet. In diesem Fall muss zusätzlich vor dem Verkleben der Polarisationswinkel der Faser justiert werden.

pin-Emitter

Im Rahmen einer Kooperation wurde am Heinrich-Hertz-Institut in Berlin ein THz-Emitter hergestellt, der als photokonduktives Element eine pin-Fotodiode enthält, welche ursprünglich für Telekommunikationsanwendungen entwickelt wurde [139]. Die Eigenschaften dieses Emitters wurden innerhalb der vorliegenden Arbeit untersucht, um seine Eignung für THz-Systeme zu evaluieren.

EMITTERCHIP Ein Foto des Emitterchips zeigt Abbildung 67a. Die Diode ist im Zentrum einer logarithmisch-periodischen Antenne montiert, welche analog zum LT-GaAs-Emitter die Parameter entsprechend Abbildung 62 besitzt. Die Einkopplung des optischen Schwebungssignals ($\lambda_{\text{opt}} = 1,5 \mu\text{m}$) in die Diode erfolgt über einen integrierten Wellenleiter, der über einen Taper mit der optischen Faser verbunden wird.

Der Emitterchip ist auf einer Substratlinse montiert und mit einer Platine zur Kontaktierung sowie als mechanische Halterung versehen. Eine Draufsicht auf die Platine zeigt Abbildung 67b. Ein RC-Tiefpass 2. Ordnung mit einer Grenzfrequenz von 200 Hz ist als ESD-Schutz integriert. Der DC-Widerstand des Tiefpasses beträgt 94Ω .

FOTODIODE Der schematische Aufbau der Diode ist in Abbildung 68 dargestellt. Die Mesa der Diode hat eine Größe von $5 \mu\text{m} \times 7 \mu\text{m}$. Zwei Typen mit unterschiedlichem Design wurden untersucht:

- Die Diode *TWPD2* hat eine Absorberdicke von 430 nm. Durch Diffusion von Zink in den Absorber reduziert sich die effektive Dicke auf 350 nm. Bei dieser Dicke kann aufgrund der Transitzeit eine Grenzfrequenz von 84 GHz und aufgrund der RC-Zeit von 163 GHz erwartet werden. Die polarisationsabhängigen Verluste (PDL) der Diode betragen 1,04 dB. Der Dunkelstrom liegt bei $-1,6 \text{ V}$ unterhalb von 1 nA.
- Die Diode *TWPD5* hat eine Absorberdicke von 200 nm. Zusätzlich ragt die Raumladungszone etwas in den n-Kontakt hinein, wodurch der Drift-raum verlängert wird. Durch diese zusätzlichen 150 nm soll die Kapazität reduziert werden, ohne dass die effektive Transitzeit dadurch zu stark verschlechtert wird. Dieser Ansatz ist auch als *Dual-Depletion-Region-Design* bekannt [140]. Aufgrund der Transitzeit beträgt die Grenzfrequenz theoretisch 120 GHz und aufgrund der RC-Zeit 163 GHz. Die PDL der Diode betragen 1,11 dB.

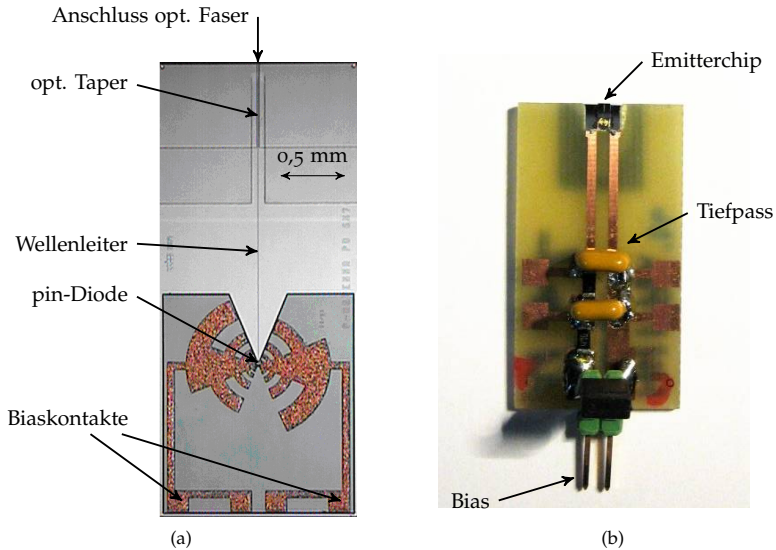


Abbildung 67: (a) Foto des pin-Emitterchips. Die pin-Diode befindet sich im Zentrum der logarithmisch-periodischen Antenne. Über einen Wellenleiter auf dem Emitterchip wird das seitlich eingekoppelte Lasersignal zur Diode geleitet. Die Größe des gesamten Emitterchips beträgt $2,75 \text{ mm} \times 1,4 \text{ mm}$. (b) Foto des pin-Emittermoduls mit ESD-Schutz (RC-Tiefpassfilter 2. Ordnung).

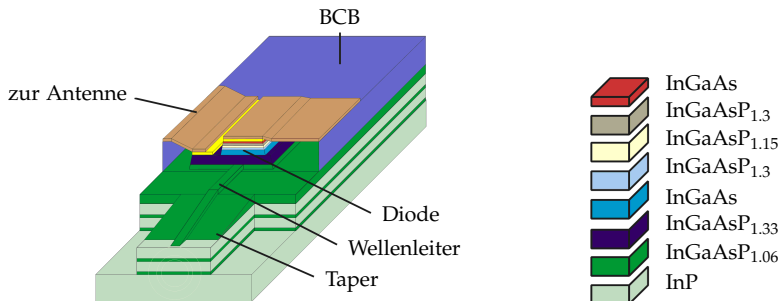


Abbildung 68: Schematischer Aufbau der pin-Diode mit seitlich angebrachtem Taper zur Einkopplung des optischen Signals. Die Mesa der Diode hat eine Größe von $5 \mu\text{m} \times 7 \mu\text{m}$ (Aus [182]). Die Benzacyclothenebutol (BCB) Schicht dient zur Passivierung der Mesa der pin-Diode.

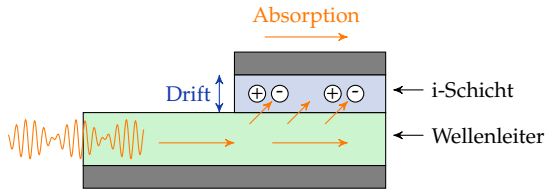


Abbildung 69: Sind Absorptionsschicht und Wellenleiter bei seitlicher Einkopplung getrennt, so kann über eine kontinuierliche Kopplung das Lasersignal gleichmäßig in der Absorptionsschicht verteilt werden (Nach [141]).

Für die Sättigungsgeschwindigkeit v_s in InGaAs wurde bei der Berechnung der Transitzeit ein Wert von $5,3 \cdot 10^6 \text{ cm s}^{-1}$ angenommen [134]. Die Absorptionsdicke beider Dioden könnte geringfügig reduziert werden, um $f_t = f_{RC}$ zu erreichen. Der Strom beider Dioden sollte 8 mA nicht übersteigen. Die maximale Sperrspannung ist -2 V und die maximale optische Eingangsleistung 14 dBm. Bei höherer optischer oder elektrischer Leistung kann die Diode thermisch überlasten.

OPTISCHE KOPPLUNG Für ein großes Bandbreiten-Effizienz-Produkt haben sich pin-Dioden mit seitlicher Einkopplung des Lichtes als vorteilhaft erwiesen. Als Effizienz wird dabei die Menge der absorbierten gegenüber der insgesamt eingestrahlichten Photonen bezeichnet. Bei vorder- oder rückseitenbeleuchteten pin-Dioden erfolgt der Lichtfluss in gleicher Richtung wie der Stromfluss, sodass es einen Kompromiss zwischen Bandbreite (dünne Absorptionsschicht) und Effizienz (dicke Absorptionsschicht) gibt. Bei seitlicher Beleuchtung dagegen stehen die beiden Flussrichtungen senkrecht aufeinander, dadurch können Bandbreite und Effizienz unabhängig voneinander optimiert werden. Die Effizienz ist nicht mehr nur durch die Dicke, sondern vor allem durch die Länge der Absorptionsschicht bestimmt. Als zusätzliche Erweiterung lassen sich Wellenleiter und Absorptionsschicht wie im vorliegenden Fall voneinander trennen und die optische Leistung über eine längere Wegstrecke überkoppeln (engl. *evanescent coupling*). Dadurch kann die optische Leistung gleichmäßiger in der Absorptionsschicht verteilt werden (Abbildung 69). Da das optische Feld langsam abklingt, wird die Effizienz nicht durch die Dicke, sondern durch die Länge der absorbierenden Schicht bestimmt.

Der Ansatz der evaneszenten Kopplung wurde auch für die untersuchte Diode angewendet. Das optische Schwebungssignal wird über eine Faser in den Emitter eingekoppelt. Ein optischer Taper reduziert die Justierung und erlaubt die Verwendung einer Faser mit senkrecht abgetrenntem Ende statt einer Faser mit aufgebracht Linse. Die Oberfläche des Eingangs wurde beschichtet mit

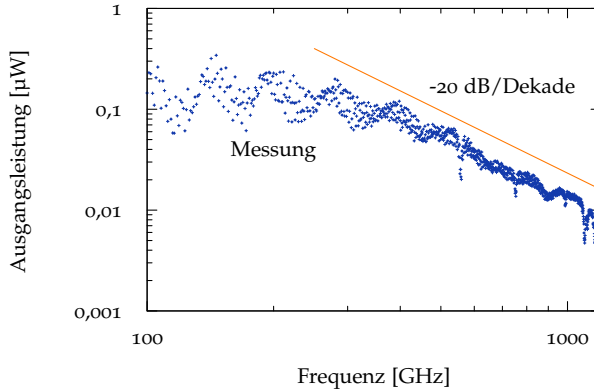


Abbildung 70: Ausgangsleistung des LT-GaAs-Emitters in Abhängigkeit von der Frequenz des Schwebungssignals, aufgezeichnet mit einem Golay-Detektor.

$\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$, um die Reflektivität herabzusetzen. Ein monolytisch integrierter Wellenleiter führt das optische Signal zur pin-Diode.

4.3.3 Charakterisierung

Fingermischer

HF-VERHALTEN Zur Charakterisierung des Emitters wurde der Messaufbau aus Abbildung 57 herangezogen. Als Detektor diente eine Golayzelle. Die amplitudenmodulierte Biasspannung U_b des Emitters wurde auf ± 10 V eingestellt, der resultierende Fotostrom betrug $260 \mu\text{A}$. Abbildung 70 zeigt die Ausgangsleistung des LT-GaAs basierten Emitters. Während bis 300 GHz die Ausgangsleistung über 100 nW liegt, sinkt das Signal bei hohen Frequenzen mit 20 dB/Dekade aufgrund der Ladungsträgerlebenszeit τ_e . Der Wert von τ_e beträgt somit ca. $0,5 \text{ ps}$. Die Reduktion durch kapazitive Effekte ist im untersuchten Messbereich noch nicht sichtbar, da er laut Berechnung bei 904 GHz liegt.

Die leichte Modulation über der Frequenz kommt durch die Variation der Antennenimpedanz zustande. Außerdem ist eine starke Modulation (4 GHz) aufgrund der Reflexionen in der Substratlinse zu beobachten.

LEBENSDAUER Verschiedene Degradationsmechanismen innerhalb des Fotomischers sorgen für eine begrenzte Lebensdauer der THz-Emitter. Eine wichtige Rolle spielt dabei die Temperaturveränderungen innerhalb des Mischers, da

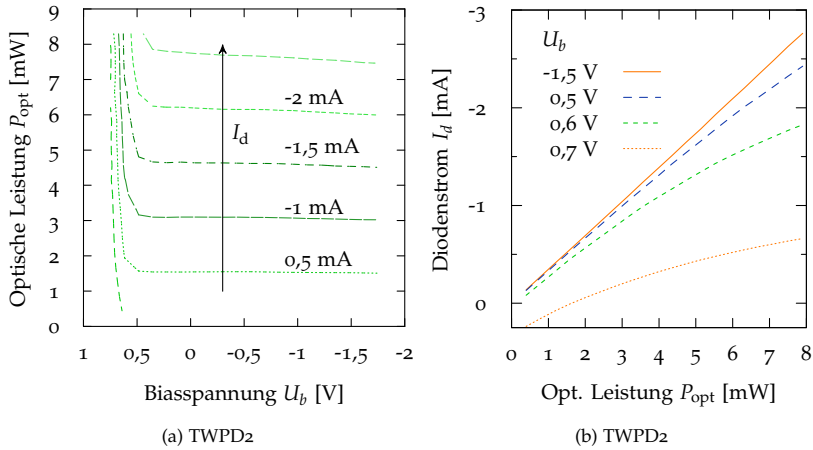


Abbildung 71: Messung der Diode TWPD2: (a) Abhängigkeit des Fotostroms von der Biasspannung und der optischen Leistung als Isolinien. Die Isolinien haben bei der Messung einen Abstand von 0,5 mA. (b) Abhängigkeit des Diodenstroms von der optischen Leistung für unterschiedliche Biasspannungen.

durch die eingespeiste optische und elektrische Leistung eine Erwärmung des Mischers hervorgerufen wird. Diese kann ab einem bestimmten Punkt nicht mehr ausreichend abgeführt werden. Dabei wirkt sich insbesondere die relativ niedrige Wärmeleitfähigkeit des LT-GaAs negativ aus [142]. Untersuchungen von stickstoffgekühlten Emittern in [143] haben gezeigt, dass der örtliche Temperaturgradient innerhalb des Mischers eine Rolle für die Degradation spielen dürfte.

Eine lange Lebensdauer kann durch moderate Wahl der Höhe der Biasspannung sowie der Leistung des Schwebungssignals erreicht werden. Um eine Lebensdauer von 1000 h zu erreichen, wurden in [125] für die auch im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Fotomischer optimale Werte von $U_b = 8$ bis 10 V und $P_{\text{opt}} = 25$ bis 30 mW ermittelt.

pin-Emitter

DC-VERHALTEN Abbildung 71a zeigt die Abhängigkeit des Fotostromes I_d der Diode TWPD2 von der optischen Beleuchtung P_{opt} und der Biasspannung U_b als Isolinien. Daraus ist in Abbildung 71b die Abhängigkeit von I_d von P_{opt} für vier verschiedene Biasspannungen herausgegriffen. Für negative Biasspan-

nungen ist I_d proportional zu P_{opt} und zeigt eine Steigung bzw. Responsivität von $0,34 \text{ A W}^{-1}$.

Für positive Vorspannungen ab $0,45 \text{ V}$ dagegen ist eine Sättigung von I_d mit steigender Leistung P_{opt} zu verzeichnen. Dieses Verhalten lässt sich folgendermaßen erklären: Bei einer hohen optischen Leistung in der Diode kommt es zu Raumladungseffekten in der Sperrschicht. Ladungsträger, welche in der Absorptionsschicht angeregt wurden und dort gespeichert sind, führen zu einer Verbiegung des Bandprofils [144]. Sie erzeugen ein elektrisches Feld, welches entgegengesetzt zum internen Feld der Diode ist. Dadurch wird das effektive Feld herabgesetzt, was die Geschwindigkeit der Ladungsträger reduziert. Dadurch sinkt die Responsivität der Diode. Durch eine erhöhte negative Vorspannung kann dieser Effekt kompensiert werden [145]. Durch eine positive Vorspannung dagegen setzt der Effekt schon bei geringerer optischer Leistung ein.

Das Verhalten der Diode *TWPD5* ist sehr ähnlich und deshalb hier nicht abgebildet. Es konnte jedoch nur eine reduzierte Responsivität von $0,17 \text{ A W}^{-1}$ erreicht werden. Dies ist auf eine nicht optimale Einkopplung des optischen Signals und nicht auf die reduzierte Absorberdicke zurückzuführen, da bei ersten Tests nach der Herstellung $0,27 \text{ A W}^{-1}$ gemessen wurden.

HF-VERHALTEN Abbildung 73a zeigt das Verhalten der HF-Ausgangsleistung bei unterschiedlichen Biasspannungen und optischen Leistungen für die Diode *TWPD2*. Die Messung wurde bei einer Differenzfrequenz der Laser von 100 GHz durchgeführt, die Ausgangsleistung wurde mit einem hohlleiterbasierten W-Band-Mischerkopf⁵ mit Hornantenne und Spektrumanalysator⁶ aufgezeichnet.

Die THz-Leistung steigt quadratisch mit der optischen Beleuchtung an, solange die negative Biasspannung ausreichend hoch ist. Ist diese zu gering, ist auch in der THz-Leistung eine Sättigung mit steigender optischer Leistung zu erkennen. Wie Abbildung 73b zeigt, existiert für jedes P_{opt} eine Spannung U_b , unterhalb welcher die THz-Leistung unabhängig von U_b ist. Durch die Reduktion der Ladungsträgergeschwindigkeit bei starker Beleuchtung sinkt die Transitzeit-Grenzfrequenz f_t , wodurch die erzeugte Leistung abfällt. Ist die negative Biasspannung jedoch hoch genug, bewegen sich die Ladungsträger mit Sättigungsgeschwindigkeit und eine weitere Erhöhung der negativen Biasspannung hat keine Auswirkung.

In Abbildung 73a und 73b sind die beiden Dioden *TWPD2* und *TWPD5* miteinander verglichen. Die THz-Leistung steigt bei beiden Dioden bei ausreichender negativer Vorspannung quadratisch mit dem Diodenstrom. Außerdem

⁵ Modell Hewlett-Packard 11970

⁶ Modell Hewlett-Packard 8560 E

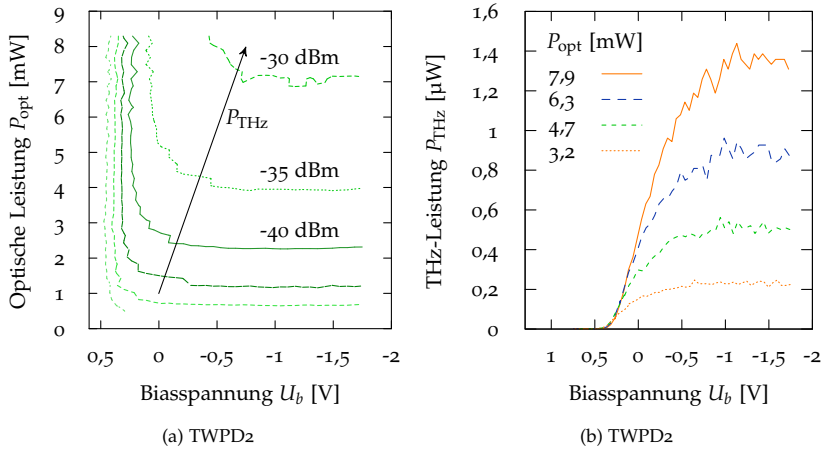


Abbildung 72: Messung der Diode TWPD2: (a) Abhängigkeit der abgestrahlten THz-Leistung von Biasspannung und optischer Leistung als Isolinien. Die Isolinien haben einen Abstand von 5 dB. (b) Abhängigkeit der THz-Leistung von der Biasspannung für vier unterschiedliche optische Leistungen.

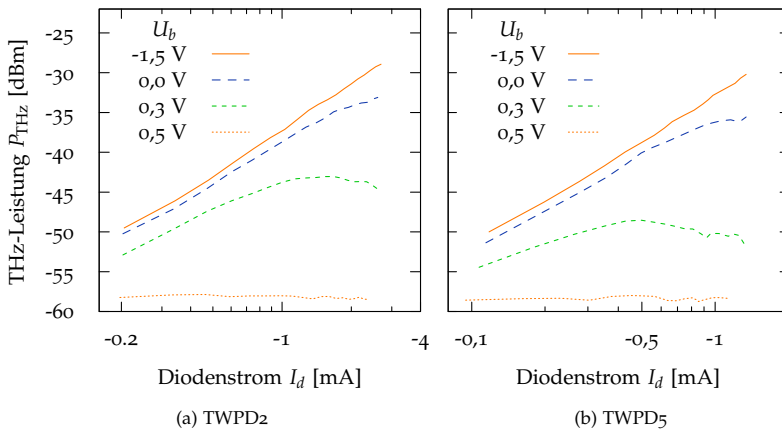


Abbildung 73: Abhängigkeit der THz-Ausgangsleistung vom Diodenstrom für unterschiedliche Biasspannungen: (a) Messung der Diode TWPD2, (b) Messung der Diode TWPD5.

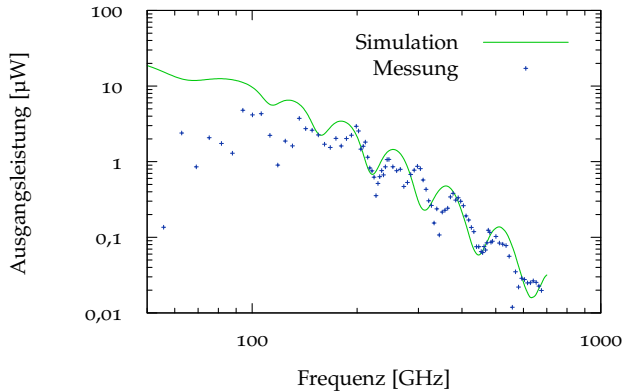


Abbildung 74: Ausgangsleistung des pin-Emitters *TWPd2* in Abhängigkeit von der Frequenz des Schwebungssignals, aufgezeichnet mit einem Golay-Detektor. Bei mittleren Frequenzen sinkt das Signal mit 20 dB/Dekade, bei hohen Frequenzen mit 40 dB/Dekade. Die leichte Modulation über der Frequenz kommt durch die Variation der Antennenimpedanz zustande.

zeigen beide ein THz-Signal auch bei $U_b = 0$ V. Jedoch ist die erreichte THz-Leistung bei gleichem Diodenstrom im Fall der Diode *TWPd5* höher als bei der Diode *TWPd2*: Die Ausgangsleistung der Diode *TWPd5* ist um den Faktor 3 größer ($U_b = -1,5$ V). Ursache ist die mit der dünneren i-Schicht verbundene verringerte Transitzeitkonstante der Diode.

Abbildung 74 präsentiert die Ausgangsleistung des pin-Emitters *TWPd2* gegenüber der Frequenz des Schwebungssignals. Zur Messung wurde der Emitter in das optische System entsprechend Abbildung 58 eingebaut. Das Emittersignal wurde über ein Rechtecksignal als Biasspannung amplitudenmoduliert. Das THz-Signal wurde über zwei Teflon-Linsen in den Golay-Detektor eingekoppelt. Aufgezeichnet wurden die Daten über einen nachgeschalteten Lock-in-Verstärker.

Ebenfalls ist eine Simulation des Emitterverhaltens in der Abbildung dargestellt. Sie enthält die Variation der Antennenimpedanz über der Frequenz, den Abfall mit 20 dB pro Dekade aufgrund der Transitzeitbegrenzung sowie den Abfall mit 20 dB pro Dekade aufgrund der RC-Zeitkonstante der Diode. Die Variation der Antennenimpedanz bewirkt eine Änderung der Kopplungsverluste zwischen Diode und Antenne. Simulation und Messung zeigen eine gute Übereinstimmung oberhalb von 150 GHz.

Die Messung mit der Golay-Zelle ergibt eine Ausgangsleistung von 3 μ W bei 200 GHz und 30 nW bei 700 GHz. Diese Werte wurden bei einer Vorspannung

von $-1,5\text{ V}$ und einer optischen Leistung von 12 mW gemessen, wodurch sich ein DC-Strom von $4,1\text{ mA}$ einstellte. Bei Verdopplung des Stroms durch eine höhere optische Leistung sind maximal $12\text{ }\mu\text{W}$ bei 200 GHz möglich. In Verbindung mit einem empfindlichen Detektor sind somit THz-Messungen mit einem hohen Dynamikbereich möglich.

Die Abhängigkeit der Ausgangsleistung über der Schwebungsfrequenz für die Diode *TWPD*₅ ist hier nicht dargestellt, da der Verlauf sich nicht wesentlich von dem der Diode *TWPD*₂ unterscheidet.

LEBENSDAUER Gegenüber den LT-GaAs-Emittern zeigen die pin-Emitter eine sehr lange Lebensdauer. So waren die vorgestellten Emitter über mehrere Jahre im THz-System im Einsatz, ohne dass eine Veränderung der Eigenschaften festgestellt werden konnte.

ANWENDUNG Das Ergebnis einer Anwendung des pin-Emitters zur Charakterisierung von resonanten Metallgittern in Transmission ist in Abbildung 75a und 75b dargestellt. Als Detektor wurde ein hohlleiterbasierter Mischkopf mit Spektrumanalysator eingesetzt. Das Gitter besteht aus Metallstreifen mit $3,25\text{ mm}$ Breite und 1 mm Dicke, die im Abstand von $0,5\text{ mm}$ angeordnet sind [183]. Das Gitter kann zur Charakterisierung von Dielektrika eingesetzt werden, da sich das Maximum seiner Transmission in Abhängigkeit von der Permittivität des Materials ändert, wenn dieses auf das Gitter aufgebracht wird. Im demonstrierten Fall wurde Mylarfolie mit $25\text{ }\mu\text{m}$ und $75\text{ }\mu\text{m}$ beidseitig aufgebracht, wodurch sich das Maximum um $1,5\text{ GHz}$ bzw. $4,8\text{ GHz}$ verschiebt. Daraus lässt sich analytisch eine Permittivität von $\epsilon_r = 3$ berechnen [183].

4.3.4 Schlussfolgerung

Durch die effizientere Umwandlung von optischer Leistung in THz-Strom erreicht die Ausgangsleistung des pin-Emitters bei niedrigen Frequenzen (um 100 GHz) sehr viel höhere Werte als die des LT-GaAs-Fingermischers, obwohl die optische Leistung geringer ist. Für die demonstrierten Emitter ist die Leistung um den Faktor 10 größer. Jedoch sinkt die Leistung des pin-Emitters stärker mit der Frequenz, da RC-Zeit und Transitzeit nicht getrennt voneinander optimiert werden können. Bei 700 GHz liegen beide Emitter ungefähr gleichauf, bei höheren Frequenzen zeigt der Fingermischer die stärkere Leistung.

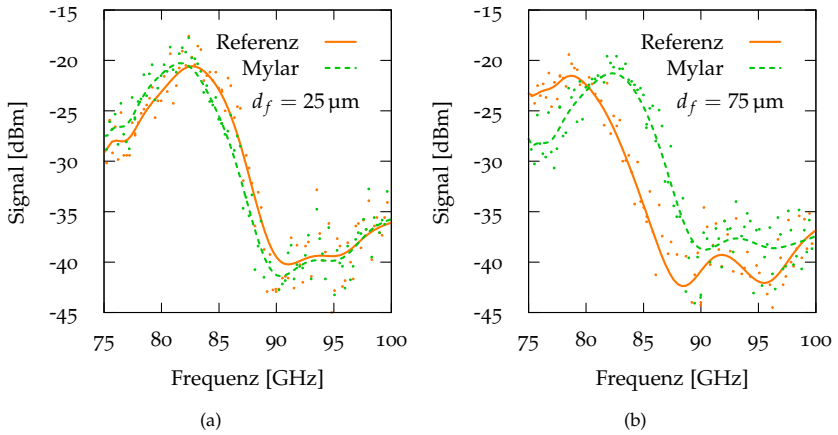


Abbildung 75: Charakterisierung von resonanten Metallgittern mithilfe des pin-Emitters *TWPD2*: Durch Aufbringen von Mylarfolien unterschiedlicher Dicke d_f verschiebt sich das Resonanzmaxima gegenüber der Referenzmessung. Die Punkte im Plot entsprechen direkt den gemessenen Werten, die Linien entstanden durch eine Filterung der Messdaten.

4.4 KOHÄRENTE DETEKTOREN

Wie bereits erwähnt, ist durch die kohärente Überlagerung von Schwebungssignal und THz-Signal am Detektor eine homodyne Detektion in photokonduktiven THz-Systemen möglich, sodass Amplitude und Phase des THz-Signals bestimmt werden können [146, 147]. Ziel ist eine hohe Empfindlichkeit bei niedrigem Rauschen zu erreichen. Drei verschiedene Komponenten bzw. Verfahren wurden im Rahmen der Arbeit untersucht: LT-GaAs-Fingermischer, Schottkydioden und elektro-optischer Pockels-Effekt. Zu Beginn dieses Abschnitts wird das Prinzip der Detektion dargelegt, welches für alle drei Detektoren gültig ist. Anschließend werden der Aufbau und die Ergebnisse der unterschiedlichen Detektoren präsentiert.

4.4.1 Prinzip

In Gleichung 4.4 wird das optische Schwebungssignal beschrieben, dessen Anteil am Detektor gegeben ist durch

$$P_{\text{opt}}(t) = P_{\text{opt},1} + P_{\text{opt},2} + 2\sqrt{P_{\text{opt},1}P_{\text{opt},2}} \sin\left(\omega_{\text{THz}}\left(t - \frac{L_d}{c_0}\right)\right) \quad (4.14)$$

Dabei bezeichnet L_d die Länge des optischen Pfades vom Koppler bis zum Detektor und c_0 die Lichtgeschwindigkeit. Der Einfluss optischer Komponenten wie Fasern auf die Ausbreitungsgeschwindigkeit ist nicht berücksichtigt. Das THz-Signal am Detektor ist gegeben durch

$$\mathcal{E}_{\text{THz}}(t) = \hat{\mathcal{E}}_{\text{THz}} \sin\left(\omega_{\text{THz}}\left(t - \frac{L_e + \Delta L}{c_0}\right)\right) \quad (4.15)$$

L_e bezeichnet die gesamte Pfadlänge des Schwebungssignals vom Koppler bis zum Emitter und des THz-Signals vom Emitter bis zum Detektor. ΔL ist die Verzögerung durch den THz-Pfad, die durch eine Variation der THz-Pfadlänge erreicht wird. Für viele kohärente Detektoren ergibt sich ein interner Strom am Detektor, der proportional zum Produkt aus $P_{\text{opt}}(t)$ und $\mathcal{E}_{\text{THz}}(t)$ ist:

$$I_{\text{det}}(t) \propto P_{\text{opt}}(t)\mathcal{E}_{\text{THz}}(t) \quad (4.16)$$

Während ein Teil des Stroms I_{det} mit ω_{THz} und $2\omega_{\text{THz}}$ oszilliert, ist für die Detektion der Gleichanteil des Detektionsstroms von Interesse:

$$I_{\text{det,dc}} \propto 2\sqrt{P_{\text{opt},1}P_{\text{opt},2}}\hat{\mathcal{E}}_{\text{THz}} \sin\left(\omega_{\text{THz}}\frac{L_d - L_e + \Delta L}{c_0}\right) \quad (4.17)$$

Dieser Anteil ist von der Phasenbeziehung zwischen Schwebungssignal und THz-Signal am Detektor abhängig, wodurch über eine Variation von ΔL die Phase des THz-Signals ausgewertet werden kann. Bei linearer Veränderung von ΔL erhält man am Ausgang des Detektors ein sinusförmiges Signal. Realisiert wird die Verschiebung meist über einen mechanischen Verfahrensweg, der die Länge des optischen Pfades oder des THz-Pfades ändert.

Üblicherweise wird ΔL zwischen 0 und der Wellenlänge λ_{THz} variiert und dabei eine Anzahl von N Messwerte gleichverteilt auf der Wegstrecke aufgezeichnet. Über eine Ausgleichsrechnung können daraus die Amplitude A_{det} und die Phase ϕ_{det} des THz-Signals berechnet werden. Da die THz-Wellenlänge bekannt ist, kann dies numerisch effektiv über eine trigonometrische Interpolation geschehen [148]. Dazu wird angenommen, dass sich die Messwerte M_v im Abstand ΔL_v vom Nullpunkt der Verzögerungstrecke entfernt befinden:

$$\Delta L_v = v \frac{\lambda_{\text{THz}}}{N} \quad (v = 0, 1, \dots, N-1) \quad (4.18)$$

Mithilfe der Messwerte werden als Zwischenwerte die beiden Koeffizienten x und y über folgende Näherungsformel berechnet:

$$x \approx \frac{2}{N} \sum_{v=0}^N M_v \cos k_{\text{THz}} \Delta L_v, \quad y \approx \frac{2}{N} \sum_{v=0}^N M_v \sin k_{\text{THz}} \Delta L_v \quad (4.19)$$

Dabei bezeichnet M_v den Messwert an der Position ΔL_v . $k_{\text{THz}} = 2\pi/\lambda_{\text{THz}}$ ist die Kreiswellenzahl des THz-Signals. Aus den Koeffizienten lassen sich die Amplitude A_{det} und die Phase ϕ_{det} des THz-Signals bestimmen:

$$A_{\text{det}} = \sqrt{x^2 + y^2}, \quad \phi_{\text{det}} = \arctan \frac{x}{y} \quad (4.20)$$

Sind L_d und L_e nicht gleich lang, dann verändert sich die Phasenbeziehung zwischen Schwebungssignal und THz-Signal bei einer Variation der Frequenz f_{THz} . Schwankt f_{THz} aufgrund von mangelnder Stabilität des Lasersystems um Δf_{THz} , hat dies eine ungewollte Phasenänderung um $\Delta\phi_{\text{det}}$ zur Folge:

$$\Delta\phi_{\text{det}} = 2\pi\Delta f_{\text{THz}} \frac{(L_d - L_e)}{c_0} \quad (4.21)$$

Aus diesem Grund ist die Übereinstimmung der Pfadlängen entsprechend der Stabilität der Schwebungsfrequenz einzuhalten.

4.4.2 LT-GaAs-Detektor

LT-GaAs-Fingermischer (Abschnitt 4.3.2) können nicht nur zur Emission, sondern auch zur homodyn Detektion von THz-Strahlung eingesetzt werden. Die externe Biasquelle wird dazu durch ein Strom-/Spannungsmessgerät ersetzt. Die Überlagerung von THz-Strom aus der Antenne und Fotostrom im Fingermischer ergibt einen Gleichstrom, dessen Polarität und Größe von der Phasendifferenz $\Delta\phi$ zwischen Schwebungssignal und THz-Signal abhängt [149]:

$$I_{\text{det}}(\Delta\phi) = \hat{I}_{\text{det}} \cos \Delta\phi \quad (4.22)$$

$$\hat{I}_{\text{det}} = \frac{1}{2} \frac{\mu_e \tau_e}{w_{\text{pc}}} \frac{\eta_{\text{opt}} \sqrt{P_{\text{opt},1} P_{\text{opt},2}}}{h f_{\text{opt}}} \frac{1}{\sqrt{1 + \tau_e^2 \omega_{\text{THz}}^2}} \mathcal{E}_{\text{THz}} \quad (4.23)$$

Dabei bezeichnet \mathcal{E}_{THz} das elektrische Feld, welches über die Antenne am Fotomischer eingepreßt wird. Auch im Detektionsbetrieb wird das Verhalten bei hohen Frequenzen durch die Ladungsträgerlebenszeit sowie kapazitive Effekte begrenzt.

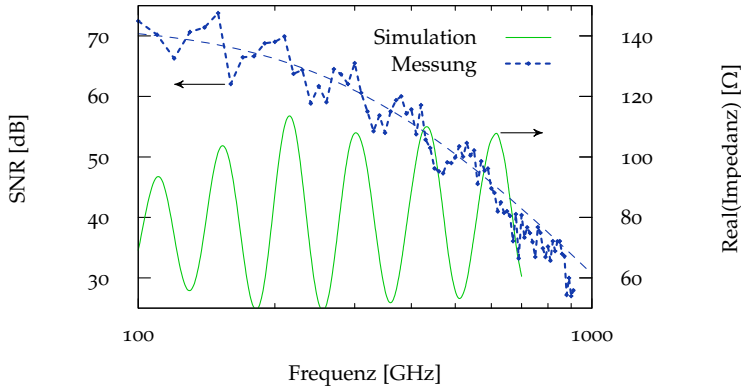


Abbildung 76: Messung des Signal-Rausch-Verhältnis (SNR) über der Frequenz, aufgezeichnet mit zwei LT-GaAs basierten Fingermischern. Dargestellt ist zusätzlich der Realteil der Antennenimpedanz (Simulation).

Charakterisierung

Zur Charakterisierung des LT-GaAs-Detektors wurde ein zweites LT-GaAs-Modul als Sender eingesetzt. Beide Fotomischer wurden auf dem Material H_{295} hergestellt.

Das optische System der Messung entsprach dem aus Abschnitt 4.2.1, wobei der direkte Detektor durch einen homodynen Detektor ersetzt wurde. Die Laserleistung an Sender und Empfänger betrug jeweils 2×19 mW. Die Differenzfrequenz der Laser wurde zwischen 100 GHz und 900 GHz variiert und über eine Veränderung der Länge des THz-Strahls an jedem Frequenzpunkt das komplexe Signal gemessen. Dabei wurde der Sendestrom mit einer Biasspannung von ± 10 V amplitudenmoduliert, wodurch sich ein modulierter Strom von ± 350 μ A am Sender ergab. Die Zeitkonstante des Lock-in-Verstärkers war auf 100 ms eingestellt, was einer Bandbreite von 2,5 Hz entspricht. Das Rauschlevel des Detektors lag bei $I_N = 28$ pA/ $\sqrt{\text{Hz}}$, der Detektionsstrom bei 100 GHz war $I_{\text{det}} = 118$ nA. Dies entspricht einem Signal-Rausch-Verhältnis (engl. *Signal to noise ratio*, SNR) von $20 \log I_{\text{det}}/I_N = 72,5$ dB. Abbildung 76 zeigt eine Messung des SNR über der Frequenz. Die Kurve zeigt einen abfallenden Verlauf, wobei die Neigung mit steigender Frequenz zunimmt. Ab ca. 500 GHz erreicht die Neigung einen Wert von -80 dB/Dekade. Dies ist auf die kapazitären Effekte der Fingermischer sowie auf die Lebenszeit der Ladungsträger in Sender und Detektor zurückzuführen. Bei 1000 GHz beträgt das SNR noch 30 dB.



Abbildung 77: Kohärente Detektion mit dem Schottkydetektor. (a) Durch Überlagerung des zu messenden THz-Signals mit einem THz-Referenzsignal, (b) durch Mischen des THz-Signals mit dem optischen Schwebungssignal als Referenz.

Zusätzlich ist in der Abbildung die Simulation der Antennenimpedanz enthalten. Der dargestellte Realteil der als verlustfrei simulierten Antenne schwankt zwischen $55\ \Omega$ und $115\ \Omega$, wobei die Minima bzw. Maxima durch die wechselnden Resonanzbedingungen der Antennenfinger entstehen. Diese Schwankungen sind in der Messung zu erkennen. Sie werden auch durch die wechselnde Polarisation der Antenne ausgelöst, da für den Sender die gleiche Antennenform wie beim Empfänger anstelle einer gespiegelten Form verwendet wurde.

Der hohe Dynamikbereich von über 70 dB ermöglicht vielfältige Anwendungen. So wurden die hergestellten Fotomischer zur spektroskopischen Charakterisierung verschiedener Materialien im THz-Bereich eingesetzt, zum Beispiel von Flüssigkristallen [186]. Eine weiterführende Untersuchung der DC- und HF-Eigenschaften der Emittoren von optischer Leistung und Biasspannung ist in [125] zu finden.

4.4.3 Homodyne Detektion mit Schottkydetektor

Mit dem in Kapitel 3 vorgestellten Detektormodul ist nicht nur die direkte, sondern auch die homodyne Messung möglich. Dazu muss an der Diode das zu messende THz-Signal mit dem Referenzsignal überlagert werden. Dies kann einerseits ein THz-Referenzsignal sein, welches parallel zu dem zu messenden Signal über die Antenne eingekoppelt wird (Abbildung 77a). In einem photokonduktiven System besteht eine zweite Möglichkeit darin, den Schottkydetektor direkt mit dem optischen Schwebungssignal als Referenz anzuregen. Gleichzeitig wird das zu messende THz-Signal über die Antenne eingekoppelt, sodass an der Diode zwei sich überlagernde THz-Ströme erzeugt werden (Abbildung 77b). Dieser Ansatz wird im folgenden Abschnitt untersucht, wobei

der Fokus auf der Ermittlung der in der Diode induzierten Wechselströme liegt.

Da die in Kapitel 2 vorgestellte Diode auf $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ basiert, welches im Wellenlängenbereich um $1,5\text{ }\mu\text{m}$ eine hohe Absorption zeigt, ist die Anregung mit dem optischen Schwebungssignal dieser Wellenlänge möglich.

Wie in Kapitel 2 gezeigt wurde, kann das Strom-Spannungsverhalten der Schottkydiode bei vernachlässigbarem Serienwiderstand beschrieben werden durch

$$I_d = I_s \left(\exp \left(\frac{U_d}{n_d U_T} \right) - 1 \right). \quad (4.24)$$

I_s ist der Sättigungsstrom der Diode, n_d der Idealitätsfaktor und U_T die Temperaturspannung. I_d bezeichnet den durch die Diode fließende Strom und U_d die an der Diode anliegende Spannung. Die Spannung setzt sich in diesem Fall zusammen aus zwei Anteilen:

$$U_d = U_a + U_p \quad (4.25)$$

U_a kommt durch die THz-Leistung zustande, welche mit der Antenne empfangen wird. U_p wird durch die optische Beleuchtung in der Diode angeregt. Wird in die Antenne die THz-Leistung P_a eingekoppelt, fließt dadurch in der Diode der Wechselstrom $I_a(t) = \hat{I}_a \cos \omega_{\text{THz}} t$ und in der Diode fällt folgende mittlere Leistung ab:

$$P_d = R_j \langle I_a^2(t) \rangle \quad (4.26)$$

Dabei bezeichnet $\langle I_a^2(t) \rangle = \frac{1}{2} \hat{I}_a^2$ den Mittelwert des Stromquadrates. Mit der Gleichung 2.13 ist der detektierte DC-Strom der Schottkydiode ohne Beleuchtung bei vernachlässigbarem Serienwiderstand gegeben durch:

$$I_{\text{det}} = \eta_t P_d = \eta_t R_j \langle I_a^2(t) \rangle \stackrel{!}{=} c(0) \langle I_a^2(t) \rangle \quad (4.27)$$

Der Konversionsfaktor $c(0) = \eta_t R_j$ gibt an, wie groß der von der Diode erzeugte Gleichstrom bei Messung des DC-Kurzschlussstroms ist.

Durch die Beleuchtung der Diode mit dem Schwebungssignal wird zusätzlich in der Diode der Fotostrom $I_p(t) = \hat{I}_p \cos \omega_{\text{THz}} t$ erzeugt, der ebenfalls mit der THz-Frequenz oszilliert. Damit ergibt sich der gesamte Wechselstrom in der Diode aus der Addition von $I_a(t)$ und $I_p(t)$. Der detektierte Gesamtstrom lässt sich aufgrund der quadratischen Gleichrichtung folgendermaßen ausdrücken:

$$I_{\text{det}}(P_{\text{opt}}, \Delta\phi) = c(P_{\text{opt}}) \langle (I_a(t) + I_p(t))^2 \rangle \quad (4.28)$$

$$= c(P_{\text{opt}}) \langle (I_a^2(t) + I_a(t)I_p(t) + I_p^2(t)) \rangle \quad (4.29)$$

Dabei bezeichnen $c(P_{\text{opt}})$ den Konversionsfaktor bei der optischen Beleuchtung mit P_o . Der Wert des Mischterms $I_a(t)I_p(t)$ ist wesentlich für die kohärente Detektion, da er abhängig von der Phasenbeziehung $\Delta\phi$ zwischen den beiden Wechselströmen ist. Wird zur Senkung des Rauschlevels bei der Messung das THz-Sendesignal amplitudenmoduliert, ist auch der Strom $I_a(t)$ moduliert, der Strom $I_p(t)$ dagegen nicht. Bei Detektion mit dem Lock-in-Verstärker wird dadurch der Term $I_p^2(t)$ unterdrückt. Damit ergibt sich für den vom Lock-in detektierten Strom:

$$I_{\text{det}}(P_{\text{opt}}, \Delta\phi) = c(P_{\text{opt}}) \langle (I_a^2(t) + I_a(t)I_p(t)) \rangle \quad (4.30)$$

$$= \frac{1}{2} c(P_{\text{opt}}) \left(\hat{I}_a^2 + \hat{I}_a \hat{I}_p \cos(\Delta\phi) \right) \quad (4.31)$$

Dabei bezeichnen \hat{I}_a und \hat{I}_p die Amplituden der beiden Wechselströme und $\Delta\phi$ ihre Phasendifferenz. Das Ausgangssignal des beleuchteten Schottkydetektors kann bei linearer Änderung von $\Delta\phi$ als Gleichanteil mit aufmoduliertem Wechselanteil ausgedrückt werden.

DC-Charakteristik der Schottkydiode unter Beleuchtung

Abbildung 78 zeigt den realisierten Aufbau zur Einkopplung des optischen Schwebungssignals in die Schottkydiode. Mit einer optischen Faser, an deren Ende eine Linse mit einer Fokusslänge von $7\text{ }\mu\text{m}$ aufgebracht ist, wird das Licht auf die Diode fokussiert.

Durch die Beleuchtung der Diode ändert sich sowohl ihre Responsivität als auch ihr differentieller Widerstand, wodurch der Konversionsfaktor von der Beleuchtung abhängt. Im Folgenden wird die Auswirkung der Beleuchtung auf die I-U-Kennlinie der Diode untersucht, um daraus $c(0)$ bzw. $c(P_{\text{opt}})$ ermitteln zu können.

Abbildung 79a zeigt die I-U-Kennlinie der Diode unter Beleuchtung mit dem Schwebungssignal. Die Beleuchtungsstärke gibt die Leistung in der Faser an, die tatsächlich in die Diode eingekoppelte Leistung ist unbekannt. Daraus wurden die Parameter für die unterschiedlichen Beleuchtungsstärken extrahiert, in Tabelle 8 sind die Werte am Arbeitspunkt $U_d = 0\text{ V}$ aufgelistet. Der Konversionsfaktor $c(0)$ bzw. $c(P_{\text{opt}})$ wurde aus η_t und R_j am Arbeitspunkt berechnet. Dabei ist zu beobachten, dass mit steigender optischer Leistung sowohl Responsivität als auch differentieller Widerstand der Diode sinken. Als Folge sinkt auch der Konversionsfaktor c .

HF-Messung

Zur kohärenten Detektion mittels der beleuchteten Schottkydiode wurde das in Abschnitt 4.2.2 vorgestellte System erweitert, wie in Abbildung 80 dargestellt

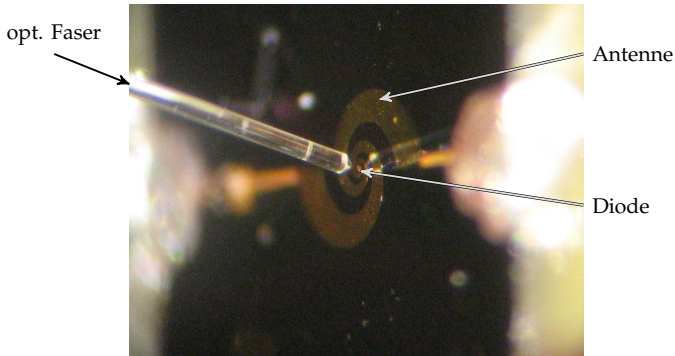


Abbildung 78: Beleuchtung der Schottky-Diode mit dem optischem Schwebungssignal mithilfe einer Faser mit aufgebrachter Linse (engl. *Lensed fiber*).

P_{opt} [mW]	η_t [A W ⁻¹]	R_j [kΩ]	$c(0)$ bzw. $c(P_{\text{opt}})$ [A ⁻¹]
0	13,85	4,000	$55,4 \cdot 10^3$
1	13,23	2,950	$39 \cdot 10^3$
2	12,62	2,540	$32,1 \cdot 10^3$
4	12,1	2,070	$25 \cdot 10^3$

Tabelle 8: Parameter der Diode am Arbeitspunkt ($U_d = 0$ V), berechnet aus der I-U-Kennlinie.

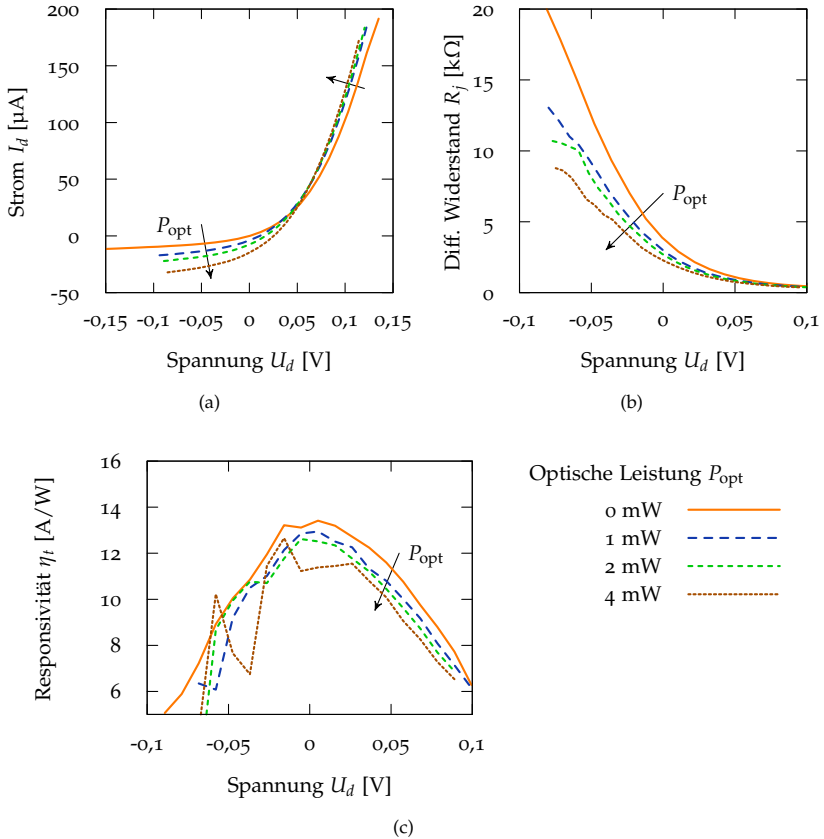


Abbildung 79: (a) I-U-Kennlinie der Schottkydiode bei Beleuchtung mit optischem Schwebungssignal bei unterschiedlicher Beleuchtungsstärke P_{opt} . (b) Differenzieller Widerstand R_j der Diode. (c) Responsivität η_t der Diode. Aufgrund des erhöhten Rauschens durch die Beleuchtung ist die Berechnung der Responsivität aus den Messdaten teilweise ungleichmäßig.

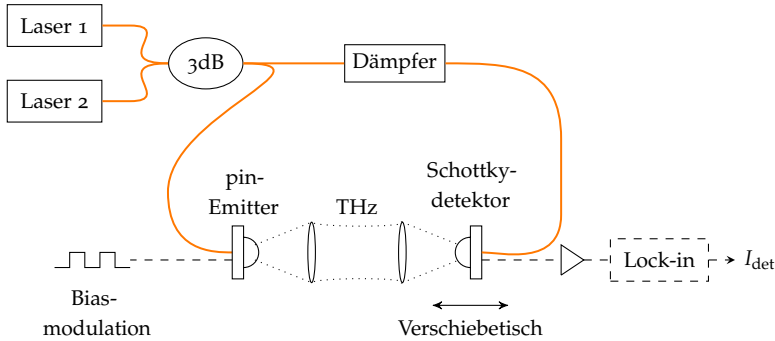


Abbildung 80: Aufbau zur Phasenmessung des THz-Signals mithilfe der Schottkydiode. Über das variable Dämpfungsglied kann die optische Leistung am Detektor eingestellt werden.

ist. Die Schottkydiode ist auf einem Verschiebetisch montiert, um die Weglänge des THz-Signals ändern zu können. Dadurch kann die Phasenbeziehung $\Delta\phi$ zwischen optischem Schwebungssignal und THz-Signal am Detektor variiert werden. Über den zweiten Ausgang des 3 dB-Kopplers wird die Schottkydiode mit dem Schwebungssignal beleuchtet. Bei den folgenden Messungen beträgt die Differenzfrequenz zwischen den beiden Lasern 300 GHz, was einer Wellenlänge von $\lambda_{\text{THz}} = 1 \text{ mm}$ im Freiraum entspricht.

Das Ergebnis der Messung, bestehend aus detektiertem Strom der Diode gegenüber der Länge des THz-Pfades, ist in Abbildung 81 für unterschiedliche Beleuchtungsstärken dargestellt.

Ein Problem der Phasenänderung durch eine Weglängenänderung des THz-Pfades sind Variationen der THz-Signalamplitude am Detektor, da stehende Wellen im THz-Pfad auftreten. Dadurch oszilliert auch ohne optische Beleuchtung ($P_{\text{opt}} = 0$) bei einer direkten Messung das Detektionssignal in Abhängigkeit von der Wegstrecke d um einen Gleichanteil $I_{\text{det,dc}}$:

$$I_{\text{det}}(P_{\text{opt}} = 0, d) = I_{\text{det,dc}}(P_{\text{opt}} = 0) + I_{\text{det,sw}}(P_{\text{opt}} = 0, d) \quad (4.32)$$

Dabei bezeichnet $I_{\text{det,sw}}$ oszillierenden Anteil, der durch die stehenden Wellen hervorgerufen wird. Dieses Problem kann gelöst werden, indem vor der homodyn Messung eine direkte Messung der THz-Leistung ohne optisches Schwebungssignal am Detektor erfolgt. Anschließend können die stehenden

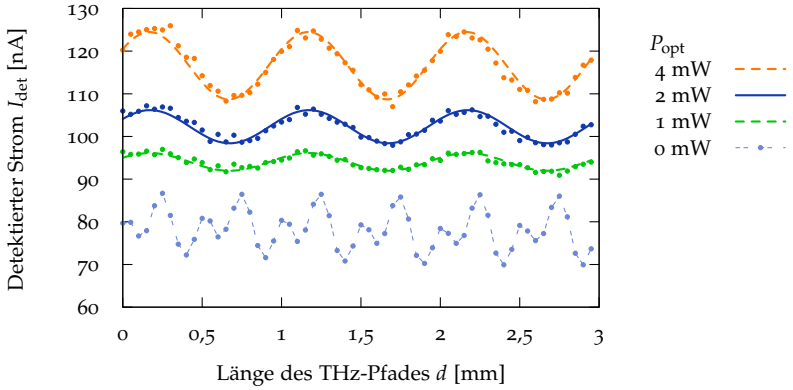


Abbildung 81: Detektierter Strom gegenüber der Änderung der Pfadlänge, Messung für unterschiedliche Beleuchtungsstärken. Die Variation des Stroms für die Messung ohne Beleuchtung (0 mW) kommt durch stehende Wellen im THz-Pfad zustande. Diese wurden für die drei Messungen mit Beleuchtung herausgerechnet.

Wellen aus den Messungen mit Schwebungssignal ($P_{\text{opt}} > 0$) herausgerechnet werden. Dazu wird folgende Formel herangezogen:

$$I_{\text{det},n}(P_{\text{opt}}, d) = I_{\text{det}}(P_{\text{opt}}, d) - \frac{I_{\text{det},\text{dc}}(P_{\text{opt}})}{I_{\text{det},\text{dc}}(P_{\text{opt}} = 0)} I_{\text{det},\text{sw}}(P_{\text{opt}} = 0, d) \quad (4.33)$$

Die durch die stehende Welle verursachte Variation wird subtrahiert, wobei die Amplitude entsprechend dem Gleichanteil angepasst wird. Die in Abbildung 81 dargestellten Kurven des detektierten Stromes über der Weglänge mit Beleuchtung sind bereits entsprechend bereinigt.

Die drei resultierenden Kurven mit Beleuchtung sind jeweils zusammengesetzt aus einem Gleichanteil und einem sinusförmigen Wechselanteil. Sie lassen sich beschreiben durch

$$I_{\text{det}}(P_{\text{opt}}, d) = I_{\text{det},\text{dc}}(P_{\text{opt}}) + \hat{I}_{\text{det},\text{ac}}(P_{\text{opt}}) \cos\left(\frac{2\pi d}{\lambda_{\text{THz}}} + \phi_0\right) \quad (4.34)$$

Der konstante Anteil $I_{\text{det},\text{dc}}$ entspricht $\frac{1}{2}c(P_{\text{opt}})\hat{I}_{\text{a}}^2$, der alternierende Anteil $\hat{I}_{\text{det},\text{ac}}$ entspricht $\frac{1}{2}c(P_{\text{opt}})\hat{I}_{\text{a}}\hat{I}_{\text{p}}$. Da $I_{\text{det},\text{dc}}$ und $I_{\text{det},\text{ac}}$ bekannt sind (beide können Abbildung 81 entnommen werden), können \hat{I}_{a} und \hat{I}_{p} ermittelt werden. Das Ergebnis ist in Tabelle 9 für die unterschiedlichen Beleuchtungsstärken aufgelistet. Man sieht, dass \hat{I}_{a} mit steigender Beleuchtungsstärke zunimmt. Dies lässt sich durch den sinkenden differentiellen Widerstand der Diode

P_{opt} [mW]	c_0 bzw. $c(P_{\text{opt}})$ [A ⁻¹]	$I_{\text{det,dc}}$ [nA]	$\hat{I}_{\text{det,ac}}$ [nA]	\hat{I}_a [μA]	\hat{I}_p [nA]
0	$55,4 \cdot 10^3$	78,2	0	1,19	0
1	$39 \cdot 10^3$	94,0	2,08	1,55	34,1
2	$32,1 \cdot 10^3$	102,3	3,89	1,79	67,9
4	$25 \cdot 10^3$	116,6	7,91	2,16	146

Tabelle 9: Berechneter Fotostrom in der Schottkydiode für unterschiedliche Beleuchtungsstärken.

erklären. Der berechnete Fotostrom \hat{I}_p , welcher mit der Schwebungsfrequenz moduliert ist, nimmt ebenfalls zu: Er steigt linear von 34 auf 146 nA, während sich die Beleuchtung von 1 auf 4 mW vervierfacht. Daraus lässt sich schließen, dass der Strom \hat{I}_p linear von P_{opt} abhängig ist.

Während der Untersuchungen wurde festgestellt, dass nicht der gesamte Strom, welcher durch Beleuchtung mit dem Schwebungssignal in der Schottkydiode entsteht, mit der Schwebungsfrequenz moduliert ist. Der gesamte Fotostrom betrug bei der dargestellten Messung $I = -31 \mu\text{A}$ bei $P_{\text{opt}} = 4 \text{ mW}$ und ist damit um ein vielfaches höher als der berechnete Fotostrom \hat{I}_p . Dies kann folgendermaßen erklärt werden: Wegen ungünstiger Einkopplung, bei der nicht nur die Anode, sondern auch die gesamte Umgebung beleuchtet wird, werden in verschiedenen Regionen Ladungsträger erzeugt, die zum Stromfluss beitragen. Jedoch sind nur die direkt an der Anode erzeugten Ladungsträger schnell genug, der Modulation mit der Schwebungsfrequenz folgen zu können. Nur dieser Anteil ist in \hat{I}_p enthalten. Günstiger wäre es, wenn das Licht nur im Bereich des Anodenkontaktes eingebracht würde. Dafür muss die Diodenstruktur angepasst werden, eventuell durch Wellenleiter wie im Fall der pin-Diode. Könnte der modulierte Fotostrom \hat{I}_p um Größenordnungen gesteigert werden, wäre auch ein Einsatz der Schottkydiode als THz-Emitter denkbar.

Um den Einsatz des beleuchteten Schottkydetektors zu demonstrieren, wurde nach einer Referenzmessung ein Glasplättchen in den THz-Pfad eingebracht. Die Dicke des Plättchens betrug 0,16 mm, die Messfrequenz 300 GHz ($\lambda_{\text{THz}} = 1 \text{ mm}$). Abbildung 82 zeigt das detektierte Signal gegenüber der Weglänge. In beiden Fällen ist ein sinusförmiger Verlauf sichtbar. Der Kurve ist bei der Messung mit Glasplättchen um 0,21 mm verschoben, dies entspricht einem Winkel von $0,42\pi$. Daraus lässt sich eine Brechungszahl von $n = 2,31$ berechnen. Weiterhin ist der Mittelwert der Messung mit Glas gegenüber der

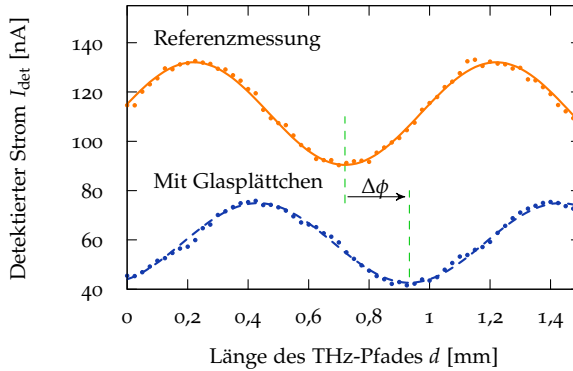


Abbildung 82: Detektierter Strom gegenüber der Änderung der Pfadlänge, Messung ohne und mit Glasplättchen im THz-Pfad.

Referenzmessung um 47% reduziert, dies ist verursacht durch Reflexion an der Glasoberfläche sowie Absorption im Glas.

4.4.4 Elektro-optische Detektion

Nicht nur ein photokonduktives, sondern auch ein nichtlineares optisches Verhalten von Kristallen (Pockels-Effekt) kann zur kohärenten Detektion von THz-Signalen eingesetzt werden. Dies wird im Folgenden im kontinuierlichen System bei $1,5\text{ }\mu\text{m}$ optischer Wellenlänge demonstriert.

Die elektro-optische (EO) Detektion beruht auf einer unterschiedlichen Änderung der optischen Brechungsindizes der Achsen in einem Kristall beim Anlegen eines elektrischen Feldes, welches im Fall eines THz-Detektors durch den auf den Kristall fokussierten THz-Strahl hervorgerufen wird. Über einen optischen Teststrahl wird die Brechzahländerung abgetastet, indem die Polarisationsänderung des optischen Signals nach dem Durchlaufen des Kristalls gemessen wird.

Bisher wurde das Verfahren hauptsächlich in gepulsten Systemen eingesetzt [150, 151, 152]. Bei genügend dünnen Kristallschichten kann dort im Vergleich zu photokonduktiven Antennen als Detektor ein sehr viel breiterer Frequenzbereich abgedeckt werden, da die Detektion nicht durch Ladungsträgerlebenszeiten begrenzt ist [153]. Während die meisten gepulsten Systeme eine optische Wellenlänge von ca. 800 nm verwenden, wurde in [151] die Detektion in einem gepulsten THz-System mit $1,56\text{ }\mu\text{m}$ optischer Wellenlänge

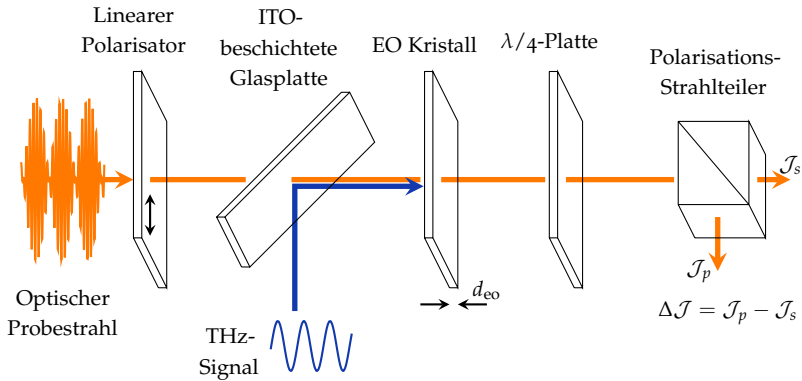


Abbildung 83: Im Aufbau des EO-Detektors durchläuft der optische Probestrahl einen linearen Polarisator, bevor er in einem ITO-beschichteten Glasplättchen mit dem THz-Strahl überlagert wird. Beide treffen kollinear auf dem EO Kristall auf. Anschließend werden nach einem $\lambda/4$ -Plättchen die beiden Polarisationsrichtungen in einem Polarisationssteiler getrennt. Die beiden resultierenden Strahlen werden über Fotodioden detektiert.

gezeigt. Dabei wurde GaAs als effektives Halbleitermaterial für die Detektion bei dieser Wellenlänge ermittelt.

Als Detektor in einem kontinuierlichen THz-System wurde der EO Detektor bisher nur bei 800 nm optischer Wellenlänge demonstriert [154]. Dabei wurde ein LT-GaAs basierter Photomischer als Sender und ZnTe als Detektormaterial eingesetzt. Im nahen Infrarotbereich ($\lambda = 4,276 \mu\text{m}$) wurde in [155] mit periodisch gepoltem Lithiumniobat kontinuierliche Strahlung detektiert.

Realisierter Detektor

Der Aufbau des realisierten Detektors ist Abbildung 83 zu entnehmen: Hinter dem Kollimator am Ausgang der optischen Faser wird das optische Schwingungssignal linear polarisiert. Durch ein Indiumzinnoxid (ITO)-bedampftes Glasplättchen werden THz-Strahl und optisches Signal überlagert: ITO ist transparent bei optischen Wellenlängen und stark reflektierend im THz-Bereich. Anschließend durchläuft der Strahl den EO Kristall, der im vorliegenden Fall aus {110}-GaAs besteht. Durch die Wechselwirkung im EO Kristall wird die Polarisation des optischen Strahls leicht elliptisch. Durch ein $\lambda/4$ -Plättchen kann eine zusätzliche Verzögerung in einer der beiden optischen Achsen eingestellt werden, sodass ohne THz-Signal beide optischen Polarisationsrichtungen ausgeglichen werden können ($\Delta J = 0$). Durch einen Strahlteiler werden die beiden Polarisationen getrennt und die Leistungen J_p und J_s anschließend

durch einen Differenzfotodetektor ausgewertet. Durch die Differenzbildung werden Schwankungen in der Amplitude des optischen Schwebungssignals eliminiert und sind im Detektionssignal nicht enthalten. Der Mittelwert des Differenzsignals ist wegen des $\lambda/4$ -Plättchens nahezu Null.

Der EO Kristall wurde zur Verminderung von stehenden Wellen im optischen Bereich beidseitig mit einer SiO_2 -Antireflexionsbeschichtung ausgestattet. Die übrigen optischen Elemente waren bereits vom Hersteller mit einer Beschichtung versehen.

THz-Strahl und Schwebungssignal müssen beim Aufbau so justiert werden, dass sie sich möglichst optimal im GaAs-Kristall überlagern. Dies geschah mithilfe eines Schottkydetektors ohne Substratlinse, welcher zu Beginn der Justierung an der Position des GaAs-Kristalls angebracht wurde. Anschließend wurde das Schwebungssignal eingeschaltet und anhand ihres Fotostromes wurde die Diode im Zentrum des Laserstrahls positioniert. Danach wurde der Laserstrahl blockiert und der THz-Strahl über die Parabolspiegel auf den Schottkydetektor ausgerichtet. Abschließend konnte der Schottkydetektor wieder durch den GaAs-Kristall ersetzt werden.

Responsivität

Die Intensitätsdifferenz ΔJ , die sich zwischen den beiden Polarisationskomponenten ergibt, kann entsprechend der folgenden Gleichung bestimmt werden:

$$\Delta J = J_0 \frac{4\pi n_{\text{opt}}^3 \mathcal{E}_{\text{THz}} r_{41} d_{\text{eo}}}{\lambda_{\text{opt}}} \quad (4.35)$$

Dabei bezeichnet J_0 die optische Gesamtintensität, r_{41} den effektiven elektro-optischen Tensor, n_{opt} den Brechungsindex des Kristalls und d_{eo} die Dicke des Kristalls, welche der Überlagerungslänge entspricht. Die Feldstärke des auftreffenden THz-Strahls ist \mathcal{E}_{THz} . Eine Herleitung der Gleichung ist in Anhang B zu finden.

KOHÄRENZLÄNGE Wie bereits erwähnt, breiten sich optisches Schwebungssignal und THz-Signal in gleicher Richtung im EO Kristall aus. Für eine konstruktive Überlagerung der Polarisationsänderung über die gesamte Wegstrecke im Kristall muss die Ausbreitungsgeschwindigkeit beider Wellen dort möglichst gleich sein. Ist dies nicht der Fall, ist eine konstruktive Überlagerung nur für eine bestimmte Weglänge gegeben. Diese Kohärenzlänge kann ausgedrückt werden als eine Funktion der Schwebungsfrequenz f_{THz} [151]:

$$d_{\text{eo,c}} = \frac{c_0}{2f_{\text{THz}}|n_{\text{THz}} - n_{\text{opt}}|} \quad (4.36)$$

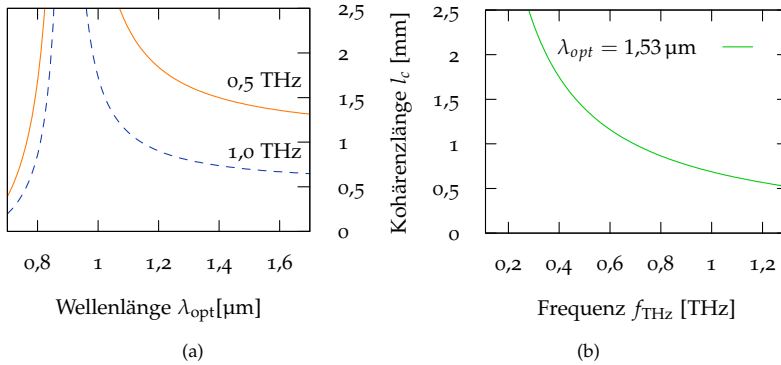


Abbildung 84: Kohärenzlänge in GaAs (a) in Abhängigkeit der optischen Wellenlänge, (b) in Abhängigkeit der Schwebungsfrequenz.

Dabei bezeichnen n_{THz} und n_{opt} die Brechungsindizes bei THz- bzw. bei optischer Wellenlänge.

In [156] wurde der Brechungsindex von GaAs für den optischen Bereich messtechnisch bestimmt und mit der empirischen Sellmeier-Gleichung erster Ordnung gefittet. Für den THz-Bereich wurde in [157] der Brechungsindex von GaAs bei Raumtemperatur in Abhängigkeit von der Frequenz f_{THz} untersucht. Aus diesen Daten wurde in Abbildung 84a die Kohärenzlänge für eine Frequenz des Schwebungssignals von 0,5 und 1 THz über der optischen Wellenlänge aufgetragen. Bei einer optischen Wellenlänge von $\lambda_{opt} = 1,53 \mu m$ beträgt die Kohärenzlänge 1,4 mm bzw. 0,69 mm. Optimal ist GaAs für Wellenlängen von 0,9 μm , da hier die beiden Brechungsindizes übereinstimmen. Abbildung 84b zeigt die Kohärenzlänge über der Frequenz für $\lambda_{opt} = 1,53 \mu m$. Im vorliegenden Fall wurde ein GaAs-Kristall mit 1,5 mm Dicke verwendet, dies entspricht bei $\lambda_{opt} = 1,53 \mu m$ einer optimalen Frequenz von 460 GHz.

In gepulsten Systemen weicht die Kohärenzlänge von den hier berechneten Werten ab, da dort die Gruppengeschwindigkeit des Pulses berücksichtigt werden muss [151]. Für 1,5 μm optische Wellenlänge wirkt sich dies positiv aus und die Kohärenzlänge steigt an.

Rauschen

Untersuchungen des Detektorrauschens haben gezeigt, dass das Schrotrauschen der Fotodioden des Differenzdetektors das bestimmende Rauschen des EO Detektors ist, wenn man von 1/f-Rauschen bei niedrigen Frequenzen ab-

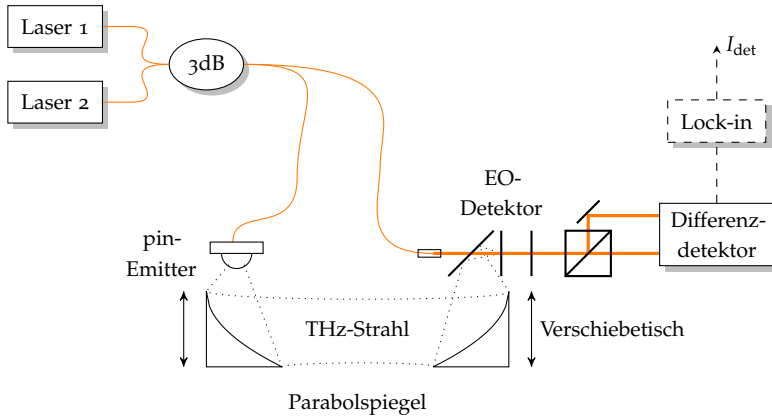


Abbildung 85: THz-Aufbau mit EO Detektor und pin-Emitter.

sieht. Da Schrotrauschen mit $\sqrt{\mathcal{J}_0}$ ansteigt, bietet ein Wert von \mathcal{J}_0 nahe der Sättigung der Fotodioden die höchste NEP.

Messergebnisse

Den gesamten THz-Messaufbau zeigt 85: Er enthält neben dem EO Detektor einen pin-Emitter sowie zwei parabolische Spiegel, welche den THz-Strahl auf den Detektor fokussieren. Die Phasenbeziehung am Detektor kann durch Verschieben der Parabolspiegel variiert werden. Die dadurch veränderte Fokussierung stört die Messung nur geringfügig.

Abbildung 86 zeigt eine Messung bei $f_{\text{THz}} = 200 \text{ GHz}$. Die Länge des THz-Pfades wurde um 2 mm variiert und das Signal des Lock-in-Verstärkers aufgezeichnet, dessen Zeitkonstante auf 2 s eingestellt war. Es ergibt sich ein sinusförmiger Verlauf des Differenzsignals gegenüber der Weglänge mit einer Frequenz entsprechend der Wellenlänge. Die Amplitude beträgt bei der Referenzmessung 250 nA. Dem stehen 380 μA des Summensignals der beiden Polarisationsrichtungen gegenüber, wodurch sich ein modulierter Anteil von $\Delta\mathcal{J}/\mathcal{J}_0 = 6,6 \cdot 10^{-7}$ ergibt. Über Gleichung 4.35 lässt sich daraus ein elektrisches Feld von $3,7 \text{ V m}^{-1}$ berechnen.

Bei Fokussierung des THz-Signals mit einem Parabolspiegel oder einer Linse kann ein Gaußstrahl angenommen werden, wodurch sich die elektrische

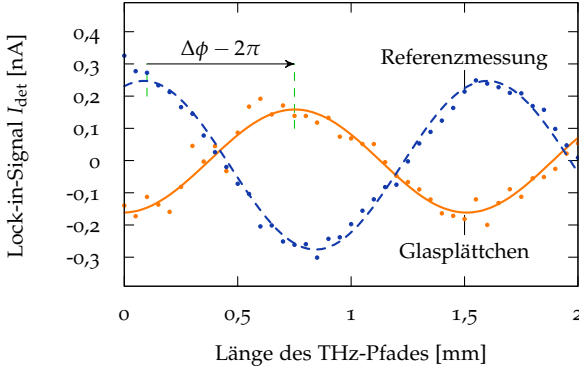


Abbildung 86: Detektiertes Signal des EO Detektors gegenüber der Weglängenänderung (Messdaten und Sinus-Fit).

Feldstärke auf dem Kristall abschätzen lässt. An der Stelle der minimalen Taille des Gaußstrahles gilt für einen Gaußstrahl mit der Leistung P_{THz} [83]

$$|\mathcal{E}_{\text{THz}}| = \frac{4Z_0}{\pi w_0^2} \sqrt{P_{\text{THz}}} \quad (4.37)$$

Dabei ist Z_0 die Freiraumimpedanz und w_0 die minimale Strahlweite, welche abhängig ist von der Wellenlänge und der verwendeten Optik. Bei einem Parabolspiegel mit einem Durchmesser von 50,4 mm und einer Brennweite von 76 mm ergibt sich bei 200 GHz eine minimale Taillie von $w_0 = 1,39$ mm. Aus der messtechnisch ermittelten Feldstärke von $3,7 \text{ V m}^{-1}$ lässt sich somit auf eine Leistung von $P_{\text{THz}} = 54,9 \text{ nW}$ schließen, die auf dem Detektor auftrifft. Die Messungen des pin-Emitters mithilfe der Golayzelle haben eine Ausgangsleistung von ungefähr $3 \mu\text{W}$ bei 200 GHz ergeben. Das detektierte Signal liegt damit erheblich unter dem erwarteten Wert, der Unterschied ist ein Faktor von 54,7 in der Leistung und 7,4 im elektrischen Feld. Dies könnte zurückzuführen sein auf eine nicht perfekte Fokussierung des THz-Strahls sowie auf stehende THz-Wellen im Inneren des GaAs-Kristalls.

Um die Anwendung als homodyner Detektor zu verifizieren, wurde nach der Messung mit freiem THz-Strahl ein Glasplättchen mit einer Dicke von 1 mm im Strahl positioniert. Dadurch verschiebt sich die Phase des detektierten Signals um $\Delta\phi = 0,87\pi$, woraus sich ein Brechungsindex von 1,98 ableiten lässt. Dieser Wert steht in guter Übereinstimmung zu Werten aus der Literatur [158].

4.4.5 Schlussfolgerung

Über drei verschiedene Verfahren wurde die kohärente Detektion in photokonduktiven THz-Systemen demonstriert. Während mit LT-GaAs-Fingermischern ein sehr hohes SNR von über 70 dB demonstriert wurde, ist ihr Einsatz auf Systeme mit einer optischen Wellenlänge um 800 nm beschränkt. Die grundlegende Eignung von Schottkydetektor zur kohärenten Detektion über das Schwebungssignal bei $1,5 \mu\text{m}$ wurde demonstriert; durch eine verbesserte Einkopplung kann die Responsivität erhöht und gleichzeitig das Rauschen durch Reduktion der parasitären Ströme abgesenkt werden. Im Gegensatz zu den beiden genannten Detektoren ist die Detektion des EO Detektors nicht durch kapazitive oder Ladungsträgereffekte bei hohen Frequenzen beschränkt. Solange der Kristall ausreichend dünn ist, kann er sehr breitbandig eingesetzt werden. Seine maximale Responsivität ist durch den Unterschied des Brechungsindex von optischem und THz-Signal im Kristall bestimmt.

4.5 OPTIMIERTE MESSVERFAHREN

4.5.1 Schnelle direkte Messung

Ist nicht die komplexe Amplitude mit Phaseninformation, sondern nur die Amplitude eines THz-Frequenzspektrums gefordert, können statt der Messung an diskreten Frequenzpunkten ein stetiger Durchlauf der Frequenz und eine stetige Messung des THz-Signals im photokonduktiven System erfolgen. Dabei kann die Durchlaufgeschwindigkeit so hoch gesetzt werden, dass ein Durchlauf im Sekundenbereich liegt. Der Vorteil ist, dass in kurzer Zeit ein erstes Ergebnis vorliegt. Anschließend kann das SNR sukzessive durch Wiederholung des Durchlaufs und Mittelung über die Ergebnisse verbessert werden, bis der Wert ausreichend hoch ist. Außerdem können durch die schnelle Messung Vorgänge sichtbar gemacht werden, die sich zeitlich verändern.

Zur Demonstration der schnellen Messung wurde der Messaufbau aus Abbildung 57 herangezogen. Der Emitter, welcher dem Modul aus Abschnitt 4.3.2 entspricht, wird mit einer optischen Leistung von 2x20 mW angeregt. Zur Amplitudenmodulation der Emitterleistung wird er mit einem Rechtecksignal als Biasspannung mit 10 V bei 1 kHz angeregt. Als Detektor dient ein Schottkydetektor (Siehe Kapitel 3), dessen Ausgangssignal über einen Transimpedanzverstärker angehoben wird. Voraussetzung ist, dass während des Durchlaufs die THz-Frequenz aufgezeichnet wird, um eine eindeutige Zuordnung zwischen THz-Amplitude und Frequenz sicherstellen zu können. Dies wird im vorliegenden Fall durch die Etalons erreicht.

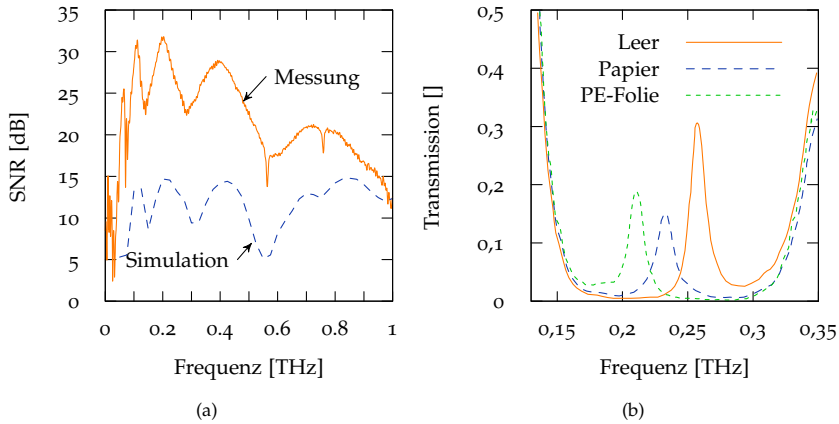


Abbildung 87: (a) Messung des Frequenzverlaufs des SNR und Simulation der PLF zwischen logarithmisch-periodischer Antenne und Spiralantenne. (b) Materialcharakterisierung im Resonatoraufbau.

Der Steuercomputer nimmt über einen mehrkanaligen Analog-Digital (AD)-Wandler gleichzeitig das Modulationssignal, das Quadratursignal des Etalons sowie das Ausgangssignal des Schottkydetektors auf. Ein Lock-in-Verstärker ist nicht nötig, da die Filterung im Rechner erfolgt. Dazu wird das Schottkysignal mit dem Modulationssignal multipliziert und anschließend über einen Tiefpass die Bandbreite begrenzt. Die so ausgewerteten Amplitudenwerte werden anschließend über das Quadratursignal den Frequenzwerten zugeordnet. Bei fester Abstimmgeschwindigkeit der THz-Frequenz bestimmt die Bandbreite des Tiefpassfilters die Frequenzauflösung. Es ist zu berücksichtigen, dass die Modulationsfrequenz des Emittersignals im Vergleich zur Abstimmgeschwindigkeit bzw. der Filterbandbreite ausreichend hoch sein muss.

Im dargestellten System kann die Frequenz maximal mit 30 GHz s^{-1} stetig variiert werden, womit in 33 s ein Durchlauf von 0 bis 1 THz möglich ist. Abbildung 87a zeigt das SNR über der Frequenz von 0 bis 1 THz bei einer Filterbandbreite von 5 Hz und einer Durchlaufzeit von 33 s. Bei 100 GHz liegt das SNR knapp über 30 dB, anschließend fällt es wegen der Limitation durch die Zeitkonstanten des Emitters und des Detektors ab bis auf 10 dB bei 1 THz. Das SNR kann auf Kosten der Messzeit verbessert werden: entweder durch Mittelung über mehrere Durchläufe oder durch Verringerung der Abstimmgeschwindigkeit und angepasste Tiefpassfilterung.

Das SNR in Abbildung 87a zeigt Schwankungen von mehr als 8 dB, welche durch die Polarisationsverluste bei der Kopplung von der Sendeantenne auf die Empfangsantenne zustande kommen. Zur Verdeutlichung ist in der Abbildung eine Kurve eingezeichnet, die die Kopplungsverluste zwischen der logarithmisch-periodischen Antenne der Quelle und der Spiralantenne des Detektors berücksichtigt. Die Kurve des Polarisationsverlustfaktors (PLF) ist in der Abbildung ebenfalls in dB aufgetragen und zur besseren Darstellung um 15 dB nach oben verschoben. Die Minima und Maxima sowie ihre Höhe stimmt weitestgehend mit der Messung überein.

Zur Demonstration einer Anwendung wird im Folgenden die Materialcharakterisierung mit einer Resonatoranordnung im stetigen Messsystem dargestellt. Durch den Einsatz des Resonators im THz-Pfad genügt die Amplitudeninformation, um auch die Permittivität einer Probe bestimmen zu können. Außerdem wird durch die Feldüberhöhung im Resonator die Responsivität verbessert, sodass auch sehr dünne Schichten untersucht werden können. Der Resonator ist folgendermaßen aufgebaut: An jeder Seite befinden sich zwei Glasflächen als Bragg-Spiegelflächen im Abstand von 290 μm . Die Gläser haben eine Dicke von 160 μm . Die Resonatorlänge zwischen den beiden Glaspaaren beträgt 580 μm . Der Resonator wird für die Messung im kollimierten Strahl zwischen zwei Parabolspiegeln positioniert. Bei dieser Resonatorbreite kann ein Bereich von 225 GHz ausgewertet werden. Die folgenden Messungen wurden mit einer Abstimmgeschwindigkeit von 30 GHz s^{-1} durchgeführt, dies entspricht einer Messzeit von 8 s pro Messung.

Abbildung 87b zeigt die Transmission des Resonators ohne Inhalt neben der Transmission mit einem 95 μm dicken Papier und einer 180 μm dicken Polyethylen (PE)-Folie. Alle drei Kurven zeigen ein Maximum in der Transmission der Mitte des dargestellten Spektrums. Durch Einbringen der Proben verschiebt sich das Maximum in Abhängigkeit von Brechungsindex und Dicke des Materials. Bei der Polyethylenfolie ist das Maximum um 46 GHz niedriger gegenüber den 258 GHz bei leerem Resonator. Daraus kann ein Brechungsindex von 1,69 berechnet werden [187]. In der Literatur wird u.a. 1,52 genannt [159], der genaue Wert schwankt je nach Hersteller. Bei Papier verschiebt sich das Maximum um 24 GHz, dies entspricht bei einer Dicke von 90 μm einem Brechungsindex von 1,63. Auch dieser Wert ist leicht erhöht gegenüber den Werten der Literatur (1,5 in [158]). Aus der Höhe des Maximums kann daneben auf die Absorption bzw. Reflexion durch die Probe geschlossen werden.

4.5.2 Faserstrecke als Phasenmodulator

Zur kohärenten Detektion in einem CW-Fotomischersystem muss die Phasenbeziehung zwischen THz-Signal und optischem Schwebungssignal am Detektor variiert werden. Meist wird dies durch ein mechanisches Verzögerungselement im optischen oder im THz-Pfad realisiert. Eine andere Möglichkeit ist die Verwendung eines Piezo-elektrisch betriebenen Faserstreckers, der in den optischen Pfad vor den Detektor oder vor den Emittor eingefügt wird. Ein Faserstrecke besteht aus einer optischen Faser, welche um ein Piezoelement gewickelt ist. Durch Anlegen einer Spannung an den Piezo wird die Faser in ihrer Länge gestreckt und damit die Phase des optischen Schwebungssignals verändert.

Im Folgenden werden Untersuchungen vorgestellt, die mit einem kommerziellen Faserstrecke ⁷ durchgeführt wurden. Die Länge seiner polarisationshaltenden Faser beträgt 57 m. Die effektive optische Länge der Faser kann mit einer Sensitivität von $7,7 \mu\text{m V}^{-1}$ variiert werden, wobei eine maximale Längenänderung in Faser um 3 mm möglich ist. Die nötige Steuerspannung für den Faserstrecke von bis zu 390 V wird über einen Hochspannungsverstärker aus einem Niederspannungssignal erzeugt.

Im THz-Aufbau (Abbildung 88) kommt als Sender der pin-Emitter aus Abschnitt 4.3.2 zum Einsatz, als Detektor die beleuchtete Schottkydiode aus Abschnitt 4.4.3. Eine Kompensationsfaser mit gleicher Länge wie die Faser des Faserstreckers wird in den zweiten Schwebungssignalfaden eingefügt. Sie sorgt für eine Balance der Pfadlängen in beiden Pfaden, um den Einfluss der Frequenzinstabilität des Schwebungssignals auf das Ausgangssignals gering zu halten.

Zur Verifizierung der Phasenverzögerung durch den Faserstrecke wurde folgende Messung durchgeführt: Zusätzlich zum Faserstrecke wurde ein mechanischer Verschiebetisch in den THz-Pfad eingesetzt. Über diesen Tisch wurde die Pfadlänge um 1,4 mm variiert. An verschiedenen Positionen wurde mithilfe des Faserstreckers die THz-Phase bei unterschiedlichen Frequenzen gemessen. Das Ergebnis ist in Abbildung 89 dargestellt. Die Phase ändert sich, wie erwartet, linear mit der Position. Die Steigung der Geraden ist von der Frequenz abhängig, bei 300 GHz erhält man eine Phasenänderung von 360° bei einer Weglängenänderung um 1 mm.

Gegenüber einer mechanischen Verfahrstrecke bietet der Faserstrecke eine Reihe von Vorteilen: eine höhere Geschwindigkeit, keine Justierung und einen sehr kompakten Aufbau. Das Hauptproblem ist die Polarisationsänderung des Schwebungssignals durch den Faserstrecke. Dabei können die beiden opti-

⁷ Modell OPTIPHASE PZ2

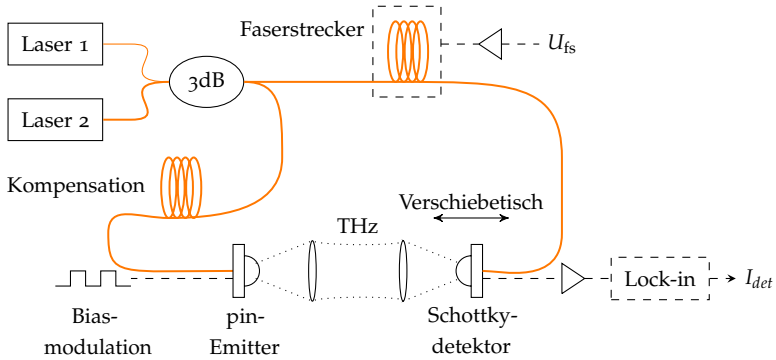


Abbildung 88: Aufbau zur Phasenmodulation mithilfe des Faserstreckers. Im dargestellten Fall ist der Faserstrecker im Detektorpfad eingebaut, alternativ kann er auch im Senderpfad eingesetzt werden. Der Verschiebetisch dient zur Überprüfung des Faserstreckers.

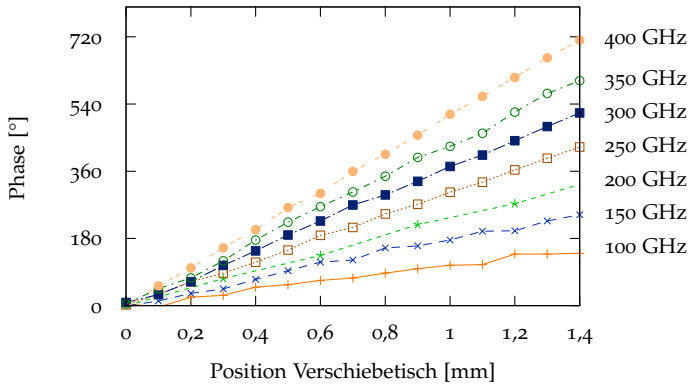


Abbildung 89: Überprüfung der Verzögerung durch den Faserstrecker anhand der Verzögerung durch einen mechanischen Verschiebetisch: An unterschiedlichen Positionen des Verschiebetischs wurde die Phase über den Faserstrecker bestimmt.

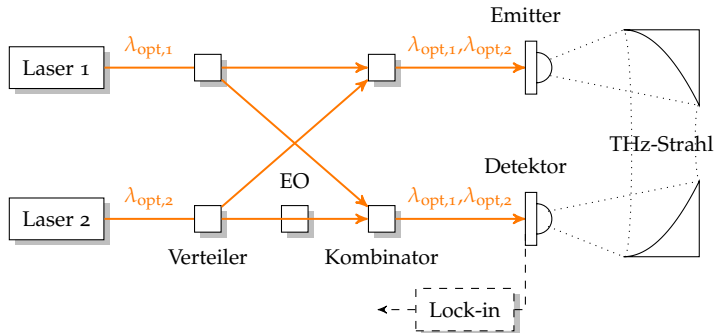


Abbildung 90: Schematischer Aufbau des THz-Systems zur Phasenmodulation mithilfe eines EO Phasenmodulators.

schen Wellenlängen des Schwebungssignals unterschiedlich gedreht werden. Zwar ist die Faser im Strecker polarisationshaltend ausgelegt, jedoch muss die Einkopplung der beiden Lasersignale in die Faser mit hoher Genauigkeit ausgeführt werden. Ansonsten stimmt die Polarisation des Lasers nicht mit den Polarisationsachsen der Faser überein und die Polarisationserhaltung ist nicht gewährleistet. Dies ist problematisch, da sowohl Empfänger als auch Sender meist empfindlich gegenüber der Polarisation des Lasersignals sind.

4.5.3 Elektro-optische Phasenmodulation

Bei den bisher vorgestellten Verfahren zur Ermittlung der THz-Phase wurde die Verzögerung durch eine Weglängenänderung des THz-Pfades oder des Schwebungssignalfades durchgeführt. Eine Änderung der Wellenstrecke um λ_{THz} entspricht dabei einer Phasenänderung um 2π . Alternativ kann auch die Phase eines der beiden Lasersignale variiert werden, um eine Phasenänderung im THz-Signal zu erreichen. Die Phasenänderung im optischen entspricht direkt der Phasenänderung im Schwebungssignal. Der entsprechende Aufbau eines solchen THz-Systems ist in Abbildung 90 dargestellt. Statt einem 3 dB-Koppler werden insgesamt vier Koppler zum Teilen und Kombinieren der beiden Laser benötigt. In einem der vier Pfade nach den Verteilern wird ein Phasenmodulator eingesetzt. Im vorliegenden Fall wurde ein elektro-optischer (EO) Modulator verwendet. Eine Änderung der effektiven Weglänge um $\lambda_{\text{opt},2}$ mithilfe des Modulators hat in diesem System ebenfalls eine Verschiebung der THz-Phase um 2π zur Folge.

Am weitesten verbreitet sind Phasenmodulatoren auf Basis von Lithiumniobat (LiNbO_3). Durch Anlegen eines elektrischen Feldes lässt sich der Brechungsindex und damit die Durchlaufzeit des Kristalls ändern. Die Phasenänderung hängt dabei in einem weiten Bereich linear von der Feldstärke ab. LiNbO_3 hat eine 3m-Symmetrie [160], wodurch die Phasenverschiebung gegeben ist durch [161]

$$\Delta\phi = p_{\text{eo}} U_{\text{eo}}, \quad p_{\text{eo}} = \pi n_{\text{opt}}^3 r_{33} \frac{L}{d\lambda_{\text{opt}}} \quad (4.38)$$

Dabei ist n_{opt} der Brechungsindex des Materials, r_{33} sein elektro-optischer Koeffizient, U_{eo} die angelegte Spannung, d der Abstand der Elektroden, L die Interaktionslänge des Kristalls und λ_{opt} die Wellenlänge des optischen Signals. Für LiNbO_3 beträgt $r_{33} = 30,8 \cdot 10^{-12} \text{ m V}^{-1}$ und $n_{\text{opt}} = 2,29$ [160].

Der Vorteil der EO-Phasenverschiebung ist, dass keinerlei mechanische Bewegung nötig ist und die Modulation auch im GHz-Bereich erfolgen kann. Eine Integration in das optische System ist einfach möglich. Durch die zusätzlichen 3 dB-Koppler gehen jedoch 3 dB der optischen Leistung verloren. Eine experimentelle Demonstration der Phasenmodulation ist in [204] zu finden.

Direkte Phasenmessung

Zur Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses wird in photokonduktiven Systemen meist Lock-in-Technik zur Filterung eingesetzt, welche eine Modulation des Sendesignals verlangt. Bei den bisher dargestellten Messungen wird dies über eine Amplitudenmodulation des Sendesignals realisiert. Zur Phasenmessung wird bei jedem Frequenzpunkt die Phase variiert und das Detektorsignal über den Lock-in aufgezeichnet, wie in Abschnitt 4.4.1 dargestellt wurde. Die Amplitude des Lock-in-Signals entspricht der Amplitude des THz-Signals für die aktuell eingestellte THz-Phase; die Phase des Lock-in-Signals hat keine weitere Bedeutung.

Die schnelle Phasenänderung, wie sie mit dem Faserstrecke und dem EO-Modulator möglich ist, erlaubt zusätzlich bei kohärenter Detektion eine Phasenmodulation des Sendesignals. Dadurch wird Rauschen vermieden, welches durch Änderung der optischen Leistung oder der Biasspannung induziert wird. Dabei bieten sich zwei Modulationsarten an: erstens eine abrupte Änderung um $\Delta\phi = \pi$ und zweitens eine kontinuierliche lineare Phasenänderung. Im ersten Fall erhält man eine abrupte Änderung des Vorzeichens des detektierten Signals, wobei bei einer korrekten Wahl der Phase das Detektionssignal zwischen seinem Minimalwert und seinem Maximalwert wechselt.

Im zweiten Fall variiert das Ausgangssignal sinusförmig und kann direkt dem Lock-in zugeführt werden. Die Amplitude des Lock-in entspricht der

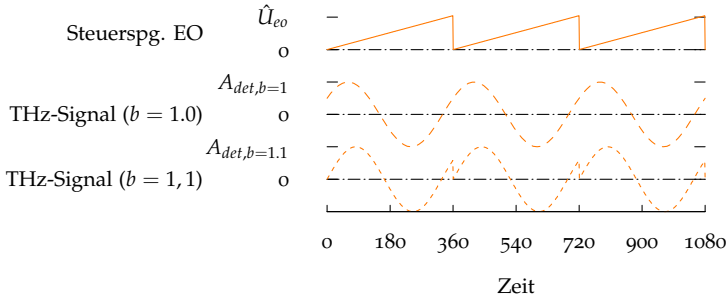


Abbildung 91: Kontinuierliche Phasenmodulation des THz-Signals: Aufgetragen sind, von oben nach unten, die Steuerspannung des EO Kristalls, das detektierte Signal bei korrekt eingestellter Steueramplitude ($b = 1.0$) und bei nicht korrekt eingestellter Amplitude ($b = 1.1$).

THz-Amplitude, die Phase des Lock-in direkt der THz-Phase. Damit entfällt das nachträgliche Auswerten des THz-Signals über eine Ausgleichsrechnung, wie sie in Abschnitt 4.4.1 beschrieben wurde. Bei einem EO-Kristall als Phasenmodulator ist die Modulation linear von der angelegten Spannung abhängig. Über eine Sägezahnspannung der Frequenz f_r mit entsprechender Amplitude $\hat{U}_{eo,2\pi} = 2\pi/p_{eo}$ wird eine kontinuierlich lineare Phasenmodulation erreicht, wie in Abbildung 91 dargestellt ist.

Wird nur die Frequenz eines Lasers abgestimmt und der zweite Laser bleibt konstant, so kann der Phasenschieber in den Pfad des konstanten Lasers eingebracht werden und arbeitet dann mit einer konstanten Sägezahn-Amplitude. Ist der Abstimmungsbereich des ersten Lasers jedoch nicht weit genug, sodass auch der zweite Laser variiert werden muss, ist die Sägezahn-Amplitude der Wellenlänge anzupassen.

Ist die Amplitude der Sägezahnspannung nicht exakt auf $\hat{U}_{eo,2\pi}$ eingestellt, dann variiert das THz-Signal um mehr oder weniger als 2π während einer Periode der Referenzfrequenz des Sägezahns. Damit oszilliert die Phase des THz-Signals mit $b f_r$ anstatt mit der Referenzfrequenz f_r . Der Faktor $b = \hat{U}_{eo}/\hat{U}_{eo,2\pi}$ hängt von der Abweichung der aktuellen Sägezahn-Amplitude \hat{U}_{eo} zur idealen Sägezahn-Amplitude $\hat{U}_{eo,2\pi}$ ab.

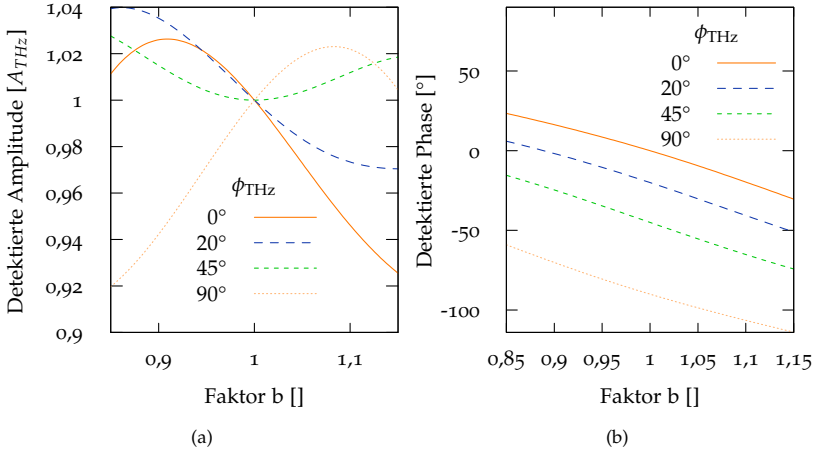


Abbildung 92: Fehler in Amplitude (a) und Phase (b) des gemessenen THz-Signals bei nicht korrekt eingestellter Amplitude des Sägezahns zur Modulation des optischen Phasenschiebers.

Der entstehende Messfehler kann durch Betrachtung des Fourier-Integrals für eine Periode $T_r = 1/f_r$ gewonnen werden. Aus diesem können die detektierte Amplitude A_{det} und die Phase ϕ_{det} berechnet werden:

$$A_{\text{det}} = \sqrt{x^2 + y^2} \quad (4.39)$$

$$\phi_{\text{det}} = \arctan \frac{x}{y} \quad (4.40)$$

$$x = \frac{1}{\pi} \int_0^{T_r} \sin(2\pi f_r t) \sin(2\pi b f_r t + \phi_{\text{THz}}) dt \quad (4.41)$$

$$y = \frac{1}{\pi} \int_0^{T_r} \cos(2\pi f_r t) \sin(2\pi b f_r t + \phi_{\text{THz}}) dt \quad (4.42)$$

Das detektierte Signal in Abhängigkeit von dem Faktor b für unterschiedliche Phasen des THz-Signals in Abbildung 92a bzw. 92b zeigt den entstehenden Fehler. Bei $b = 1$ ist die Sägezahn-Amplitude korrekt eingestellt, die detektierte Amplitude ist gleich der tatsächlichen Amplitude des THz-Signals A_{THz} und die detektierte Phase entspricht der Phase ϕ_{THz} des THz-Signals. Ändert sich b , weichen sowohl die detektierte Amplitude als auch die Phase vom tatsächlichen Wert ab. Der ungünstigste Fall ergibt sich für $\phi_{\text{THz}} = 0^\circ$: Der Fehler von A_{det} entspricht nahezu dem halben Fehler von $\hat{U}_{\text{eo}, 2\pi}$ in Bezug auf $\hat{U}_{\text{eo}, 2\pi}$.

4.6 VERGLEICH ZU ZEITBEREICHSSYSTEMEN

Die bisher in diesem Kapitel vorgestellten Systeme und Komponenten basieren auf einer kontinuierlichen Anregung über ein Schwebungssignal. Bei der THz-Spektroskopie im Zeitbereich erfolgt die Anregung dagegen über kurze optische Pulse, deren Länge kürzer als 1 ps ist.

Ein Prinzip zur Umwandlung der optischen Pulse in THz-Pulse sind photokonduktive Schalter, welche im Vergleich zu anderen Verfahren die höchste Effektivität bei niedriger optischer Leistung bieten. Über den Laserpuls wird analog zur kontinuierlichen Anregung die Leitfähigkeit einer Fotolücke moduliert, wodurch mithilfe einer Biasspannung ein Fotostrom mit sehr kurzer Anstiegszeit erzeugt wird, welcher über eine Antennenstruktur ausgekoppelt werden kann. Die Fotolücke besteht aus einem Halbleiter mit geeigneter Bandlücke und hoher Mobilität der Ladungsträger. Die Technik basiert auf den Arbeiten von Auston [162] und Lee [163]; sie erkannten die Möglichkeiten, welche kurze optische Pulse für die Erzeugung elektrischer Impulse in Halbleitern wie Si und GaAs bieten.

In Zeitbereichssystemen mit 800 nm optische Wellenlänge ist momentan LT-GaAs das am weitesten verbreitete Material. Im Rahmen dieser Arbeit wurden Untersuchungen an hochtemperaturgewachsenen Materialien durchgeführt. Dazu wurden in Kooperation mit der Universität in Wollongong Emittoren auf Basis von p-GaAs mit unterschiedlicher Be-Dotierung analysiert. Im Gegensatz zu niedrigtemperaturgewachsenen Materialien haben diese eine perfekte kristalline Struktur, was Vorteile im Hinblick auf Stabilität und Lebensdauer bietet.

Neben dem photokonduktiven Ansatz mit Antenne existieren weitere Verfahren zur Umwandlung der optischen Pulse in THz-Pulse, welche hier nur kurz aufgelistet werden. Auch ohne Antennenstruktur kann das Halbleitermaterial durch die Laserpulse zum Aussenden von THz-Pulsen angeregt werden. Über ein statisches elektrisches Feld an der Oberfläche eines Halbleiters werden die bei Beleuchtung entstehenden freien Ladungsträger beschleunigt, wodurch ebenfalls eine Abstrahlung von elektromagnetischen Wellen bewirkt wird [164]. Mithilfe des Photo-Dember-Effekts können auch THz-Pulse an Halbleiteroberflächen durch optische Pulse angeregt werden, wenn kein statisches elektrisches Feld vorhanden ist: Insbesondere bei Halbleitern mit niedriger Bandlücke führt der Unterschied in der Diffusionsgeschwindigkeit von Elektronen und Löchern, welche durch den Laserpuls angeregt wurden, zu einem Fotostrom in Richtung des Halbleiterinneren [164]. Daneben kann auch die optische Nichtlinearität von Halbleitern oder organischen Materialien zur Umwandlung von optischen Pulsen in THz-Pulse eingesetzt werden. Bei niedrigen Laserleistungen zeigen

diese Emittter eine geringere Effizienz gegenüber photokonduktiven Schaltern [165], jedoch werden höhere Bandbreiten und maximale Frequenzen erreicht.

Die Detektion von THz-Pulsen ist durch einen direkten Detektor wie eine Golayzelle oder einen Schottkydetektor möglich, wobei in diesem Fall nur die Gesamtleistung und nicht die spektrale Information der Pulse gemessen werden kann. Um das Frequenzspektrum zu erhalten, muss der THz-Puls zeitlich abgetastet werden. Dies geschieht mithilfe eines optischen Referenzpulses, welcher dem Empfänger zugeführt wird und der die Detektion moduliert. Über eine variable Verzögerung des Laserpulses zum THz-Puls am Empfänger wird der zeitliche Verlauf des THz-Pulses gewonnen. Da die Detektion kohärent ist, kann über eine Fouriertransformation das Frequenzspektrum berechnet werden. Die gebräuchlichsten Detektoren basieren auf einer photokonduktiven Antenne, welche ähnlich wie der photokonduktive Emittter aufgebaut ist, oder auf einem elektro-optischen Detektor, wie er in Kapitel 4.4.4 beschrieben wurde.

Im Folgenden werden die Grundlagen der gepulsten Erzeugung und Detektion von THz-Wellen über photokonduktive Schalter dargestellt. Anschließend werden die erzielten Ergebnisse für die untersuchten Materialien präsentiert.

4.6.1 Photokonduktiver Schalter

Konzept

Der Aufbau eines photokonduktiven THz-Emitters für den gepulsten Betrieb ist sehr ähnlich zu dem in Abschnitt 4.3.2 vorgestellten Emittter für den kontinuierlichen Betrieb. Anstelle des interdigitalen Mischers wird meist eine einfache Lücke verwendet, wobei der Abstand der Elektroden üblicherweise 5 bis 100 μm beträgt. Abbildung 93a zeigt einen photokonduktiven THz Emittter. Der Laserstrahl wird auf die Stelle des Halbleitersubstrats fokussiert, welche durch die zwei Elektroden begrenzt ist. Die Elektroden dienen nicht nur zum Einprägen des elektrischen Feldes, sondern auch als Antenne zur Abstrahlung der THz Pulse.

Das photokonduktive Material muss eine Reihe von Voraussetzungen erfüllen: Es muss in ausreichend hohem Maße den Laserpuls absorbieren; dies ist im wesentlichen durch die Bandlücke des Materials bestimmt. Mit der Absorption muss eine starke Änderung der Leitfähigkeit verbunden sein, um eine Modulation des Stromes zu erreichen. Daneben muss die Mobilität der Ladungsträger ausreichend hoch sein, um einen schnellen Anstieg des Fotostromes mit dem Laserpuls zu gewährleisten. Außerdem sollte die Lebensdauer der Ladungsträger so kurz sein, dass der Fotostrom zwischen den Pulsen vollständig abklingen kann.

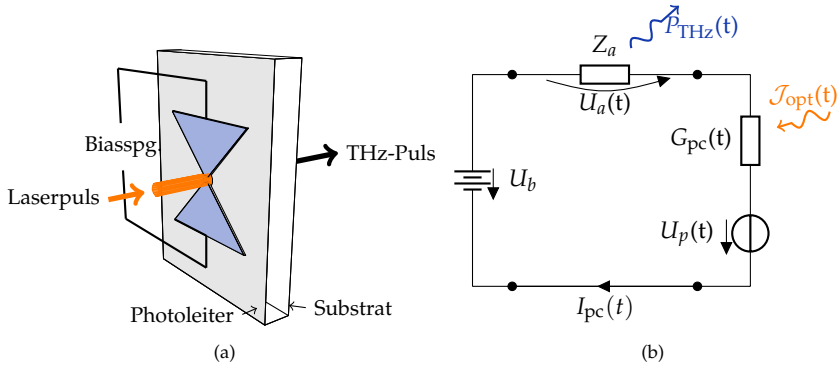


Abbildung 93: (a) Emitter-Chip mit photokonduktiver Bowtie-Antenne. Der Laserstrahl wird auf die Lücke zwischen den beiden Antennenarmen fokussiert. (b) Das Ersatzschaltbild des THz-Emitters umfasst die Spannungsquelle (U_b), die Antenne (Z_a) und den Fotomischer (G_{pc} und U_p) [166].

Modellierung

Um die Messdaten auswerten zu können, wurde das in [128] vorgestellte Modell eines photokonduktiven Schalters zur Hilfe genommen. Dieses erweitert das Modell von [167] um den Einfluss der Antennenimpedanz. Es erlaubt, den Einfluss verschiedener Parameter wie die Materialeigenschaften, die optische Pulsdauer und Intensität auf den erzeugten Fotostrom zu untersuchen. Das Modell spiegelt den linearen Fall wieder, in dem die verschiedenen Zeitkonstanten der Ladungsträger unabhängig von der optischen Leistung sind. Die Verteilung der durch den Laserpuls erzeugten freien Ladungsträger wird als ortsunabhängig angenähert. Für die Berechnung des zeitabhängigen Stromes werden nur die Elektronen berücksichtigt, der geringe Beitrag der weniger mobilen Löcher wird vernachlässigt.

Zur Darstellung der Eigenschaften des THz-Emitters dient das Ersatzschaltbild aus Abbildung 93b. Der Emitter wird durch drei in Serie geschaltete Elemente ausgedrückt: Der Fotoschalter ist ein zeitabhängiger photokonduktiver Widerstand, dessen Leitfähigkeit $G_{pc}(t)$ vom auftreffenden Laserpuls verändert wird. Eine Abschwächung des Feldes durch die erzeugten Raumladungszonen in der Fotolücke wird berücksichtigt durch eine zeitabhängige Spannungsquelle $U_p(t)$. Die Antenne ist dargestellt als Impedanz Z_a , welche als reell und frequenzunabhängig angenommen wird. Mit dem Emitter verbunden ist die Gleichspannungsquelle U_b , über die ein elektrisches Feld am Fotoleiter eingeprägt wird.

Durch die optische Anregung ändert sich die Ladungsträgerdichte $N_{pc}(t)$ im Halbleiter. Die Zeitabhängigkeit der Ladungsträgerdichte ist beeinflusst von der Dichte der durch den Laserpuls erzeugten Ladungsträger $N_{opt}(t)$ und ihrer Trappingzeit τ_t . Sie kann analog zu Gleichung A.2 beschrieben werden durch folgende Kontinuitätsgleichung:

$$\frac{dN_{pc}}{dt} = -\frac{N_{pc}(t)}{\tau_t} + N_{opt}(t) \quad (4.43)$$

Die Dichte $N_{opt}(t)$ wird bestimmt durch das Intensitätsprofil $\mathcal{J}_{opt}(t)$ des Laserpulses. Bei niedrigem optischen Fluss kann die Dichte der generierten Ladungsträger als proportional zur Intensität $\mathcal{J}_{opt}(t)$ der Hüllkurve des Laserpulses angesehen werden. Für die verwendeten Laserquellen wird eine Gaußform der Hüllkurve angenommen:

$$\mathcal{J}_{opt}(t) = \frac{\mathcal{J}_{opt,0}}{\tau_l} \exp \left[- (4 \ln 2) \frac{t^2}{\tau_l^2} \right] \quad (4.44)$$

Die Intensität ist bestimmt durch die Zeitkonstante τ_l des Lasers sowie seine mittlere Intensität $\mathcal{J}_{opt,0}$. Die Konduktivität des Fotoleiters kann als linear abhängig von der Zahl der freien Ladungsträger angenommen werden, woraus sich analog zur kontinuierlichen Anregung eine Leitfähigkeit $G_{pc}(t)$ ergibt:

$$G_{pc}(t) = \frac{A_{pc}}{w_{pc}} \mu_e e N_{pc}(t) \quad (4.45)$$

Dabei bezeichnet e die Elementarladung des Elektrons und μ_e die Beweglichkeit der Elektronen. Die Fläche A_{pc} und die Weite w_{pc} entsprechen den in Abbildung 101 gegebenen Größen. Dabei wird ein effizienter Streumechanismus (engl. *Scattering*) der Elektronen angenommen, sodass ihre Driftgeschwindigkeit linear von der Feldstärke abhängt [128].

Das elektrische Biasfeld beschleunigt die Ladungsträger und bewirkt eine räumlich Trennung der Polaritäten. Dadurch entsteht eine dielektrische Polarisierung im Halbleiter, welche dem Biasfeld entgegengesetzt ist. Durch den Laserpuls steigt die Polarisierung, bis die Ladungsträger eingefangen sind und sinkt anschließend durch Rekombination der Ladungsträger. Die Zeitabhängigkeit der Polarisierung $p(t)$ kann beschrieben werden durch

$$\frac{dp(t)}{dt} = -\frac{p(t)}{\tau_r} + \frac{I_{pc}(t)}{A_{pc}} \quad (4.46)$$

Dabei ist τ_r die Rekombinationszeit der eingefangenen Elektronen. Die Polarisierung hat ein elektrisches Feld zur Folge:

$$\mathcal{E}_p(t) = \frac{p(t)}{\epsilon_0 \epsilon_r a} = \frac{U_p(t)}{w_{pc}} \quad (4.47)$$

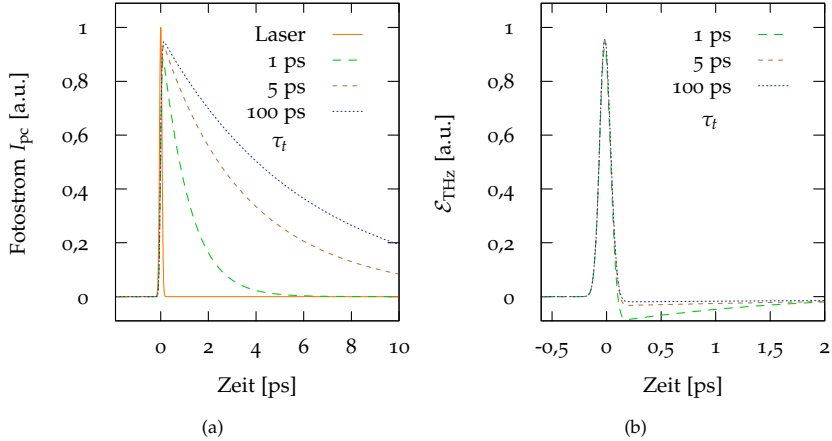


Abbildung 94: Erzeugter Fotostrom im THz-Emitter in Abhängigkeit von der Trappingzeit τ_t der Elektronen im Halbleiter. Die verwendeten Parameter sind: $\mu_e = 900 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1}$, $\tau_l = 120 \text{ fs}$ und $\tau_r = 100 \text{ ps}$.

ϵ_r bezeichnet die relative Permittivität des Halbleiters und a ist ein geometrischer Faktor. Ein Wert von 900 wurde in [167] experimentell bestimmt.

Durch Lösen der gekoppelten Differentialgleichungen 4.43 und 4.46 kann die Dichte sowie die Geschwindigkeit der Elektronen im Fotoleiter ermittelt werden. Aus diesen Werten kann mithilfe des Ersatzschaltbildes der zeitabhängige Strom $I_{pc}(t)$ im Emitter bestimmt werden.

Das abgestrahlte Feld im Fernfeld des Emitters ist stark beeinflusst von der Antennen geometrie. Sieht man die Antenne als zeitabhängiges Hertzsches Dipolmoment, dessen Länge gleich der Antennenlänge ist, kann das Fernfeld über die erste Ableitung des Stromes im Emitter angenähert werden [168]:

$$\mathcal{E}_{THz}(t) \propto \frac{dI_{pc}(t)}{dt} \quad (4.48)$$

Abbildung 94a zeigt die Simulation des Fotostromes mithilfe des beschriebenen Modells. Die Differentialgleichungen wurden numerisch für verschiedene Ladungsträger-Lebensdauern τ_t gelöst. In dem Graphen enthalten ist auch die Einhüllende des optischen Pulses. Es ist zu erkennen, dass der Anstieg des Fotostroms in der Nähe von $t = 0$ nur eine geringe Abhängigkeit von der Lebensdauer zeigt. Der Abfall dagegen verlängert sich erheblich mit steigender Lebensdauer. Dadurch ergibt sich für größere τ_t ein größerer mittlerer Strom und folgend auch eine größere erzeugte Wärmeleistung im Halbleiter.

Die Ableitung des Fotostromes (Abbildung 94b), welche nach Gleichung 4.48 proportional zum elektrischen THz-Feld ist, zeigt bei kurzer Lebensdauer der Ladungsträger einen tieferen Abfall in den negativen Bereich. Dies kommt durch den schnelleren Rückgang des Fotostromes zustande.

4.6.2 Akzeptordotiertes GaAs als photokonduktives Material

Reduziert man die Lebensdauer von GaAs-Halbleitermaterialien durch Epitaxie bei niedriger Temperatur oder durch nachträgliche Ionenimplantation, erfolgt der Rückgang der Ladungsträger nach dem Laserpuls schneller, dadurch sinkt der mittlere Strom in der Fotolücke [169]. Die thermische Belastung ist geringer und der Emitter kann mit höhere Biasspannungen betrieben werden, ohne dass ein thermisches Durchgehen erfolgt [170]. Die Materialien mit niedriger Lebensdauer zeigen jedoch eine niedrigere Mobilität als Si-GaAs (150 bis $200 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1}$ [171]). Daher ist bei identischer optischer Anregung und identischer Biasspannung die THz-Leistung bei Si-GaAs höher als bei den anderen Materialien. Dies kann teilweise durch eine höhere Biasspannung kompensiert werden. Ein Vorteil der niedrigen Lebensdauer ist, dass eine Sättigung der THz-Leistung mit steigender optischer Anregungsintensität erst später einsetzt [172]. Die Frequenzspektren zwischen den Materialien mit unterschiedlicher Lebensdauer scheinen vergleichbar zu sein, teilweise etwas verschoben zu höheren Frequenzen bei Materialien mit reduzierter Lebendauer [173].

Ein Nachteil von speziell hergestellten Schichten wie LT-GaAs ist ihr höherer Preis und die schlechtere Wiederholbarkeit der Herstellung, da die Eigenschaften sehr sensibel auf Änderungen der Wachstums- und Temperbedingungen reagieren. Aus diesem Grund sind trotz der genannten Nachteile Materialien mit langer Lebensdauer von Interesse.

Im Folgenden werden GaAs-Materialien mit unterschiedlicher Beryllium-Dotierung untersucht. In GaAs:Be steigt die Lebenszeit der Minoritätsladungsträger mit sinkender Dotierung, wie Untersuchungen in [174] gezeigt haben. Sie beträgt 50 ps bei $4 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ und steigt auf 500 ps bei $1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

Obwohl Beryllium häufig für die Akzeptordotierung von GaAs verwendet wird, gibt es nur wenige Untersuchungen zu den Eigenschaften von GaAs:Be als photokonduktives Material zur THz-Erzeugung. In [175] wurde bei der Simulation von Oberflächen-THz-Emittern festgestellt, dass bei GaAs eine Steigerung der erzeugten THz-Energie durch p-Dotierung möglich ist. Als optimaler Wert wurde eine Dotierung von $5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ berechnet. Experimentelle Untersuchungen gab es lediglich bezüglich der Dotierung von Niedrigtemperatur-gewachsenem GaAs. Dabei wurde gezeigt, dass durch die Dotierung mit Berillium die Zahl der AS_{GA} -Defekte reduziert bzw. kompen-

siert werden kann [176]. Über die Stärke der Dotierung kann sowohl die Trappingzeit der Ladungsträger als auch der spezifische Widerstand des Materials eingestellt werden. Für Oberflächenemitter wurde eine höhere Ausgangsleistung von Be-dotiertem LT-GaAs gegenüber reinem LT-GaAs nachgewiesen [177].

Untersuchte Materialien

Die untersuchten Materialien bestehen aus Be-dotierten GaAs-Schichten. Die Materialien wurden durch Molekularstrahlepitaxie in einem *Varian Gen-II*-System auf 2 Zoll großen, halbisolierenden (SI) <1,0,0> GaAs-Substraten gewachsen. Das Wachstum wurde bei 580 °C bei einer Rate von einem Monolayer pro Sekunde durchgeführt. Die Proben wurden während des Wachstums rotiert, um gleichmäßige Schichten zu erhalten. Die Schichten wurden mit unterschiedlichen Dotierungen versehen, deren Stärke mithilfe von Halleffektmessungen bestimmt wurde. Sie liegen im Bereich zwischen $1 \cdot 10^{16}$ und $3,6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

Mithilfe von zwei unterschiedlichen Techniken wurden die Antennenkontakte auf die Substrate aufgebracht. Bei einem Teil der Proben wurden die Kontakte aus Leitsilber per Hand aufgetragen. Der Abstand der Kontakte bei Leitsilber betrug ca. 100 µm. Diese Technik hat den Vorteil, dass die Herstellung einfach und in Grenzen reproduzierbar ist [115]. Bei kleineren Abmessungen jedoch ist die Wiederholbarkeit nicht gegeben. Daher wurden bei den restlichen Proben in Bowtie-Form fotolithografisch strukturierte Antennen aus Gold mit Titan als Haftunterstützung aufgedampft. Diese besaßen einen Elektrodenabstand von 11 µm.

Messaufbau

Der Messaufbau, welcher zur Charakterisierung der hergestellten Emittierte, ist in Abbildung 95 dargestellt. Der gesamte optische Pfad ist in Freistrahl realisiert. Das optische Signal wird bereitgestellt durch einen modengekoppelten Ti:Saphir-Laser der Firma *FemtoSource*. Dessen Pulsbreite liegt unter 12fs, die mittlere Wellenlänge beträgt 790 nm und die Pulswiederholrate ist 75 MHz. Die optische Leistung erreicht einige hundert mW.

In der Abbildung befindet sich der Emitterpfad auf der rechten und der Detektorpfad auf der linken Seite. Der Laserstrahl wird hinter dem Ti:Saphir-Laser für die beiden Pfade aufgeteilt. Der optische Sendepuls wird durch einen variablen Abschwächer sowie durch einen mechanischen Chopper geleitet, bevor er auf den Emitter fokussiert wird. Mittels vier Parabolspiegeln wird der THz-Strahl kollimiert bzw. fokussiert. Die Länge des optischen Detektorpfades kann variiert werden, um eine Zeitverzögerung einzustellen und den THz

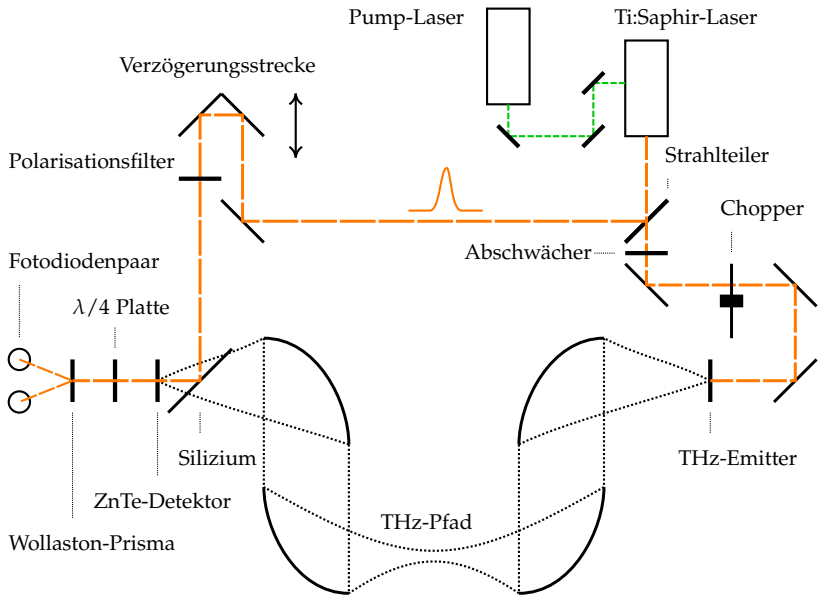


Abbildung 95: Aufbau des Zeitbereichsmessplatzes.

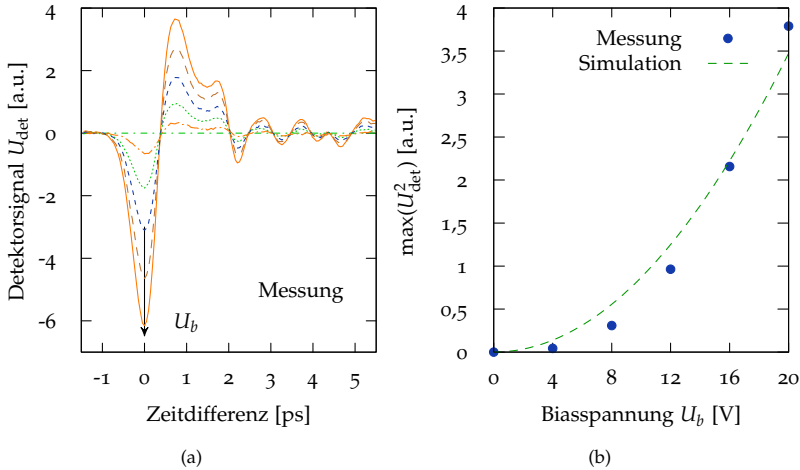


Abbildung 96: (a) Einfluss der Amplitude der Biasspannung auf das THZ-Signal für Spannungswerte von 0 bis 20 V in 4 V-Schritten. (b) Maximale THZ-Leistung ($P_{\text{THz}} \propto U_{\text{det}}^2$) des Pulses in Abhängigkeit von der Biasspannung U_b .

Puls zeitlich abtasten zu können. Detektiert wird über den elektro-optischen Effekt in einem 1 mm dicken (110) ZnTe-Kristall: Durch das elektrische THz-Feld erfolgt eine Änderung der Polarisationsrichtung des einfallenden Laserstrahls, welcher mit dem THz-Strahl mithilfe einer Siliziumplatte überlagert wird. Diese Änderung wird durch zwei Fotodioden mit vorlagerter $\lambda/4$ -Platte und Polarizationsteiler (Wollaston-Prisma) detektiert. Die Differenzspannung der Fotodioden ist proportional zum elektrischen THz-Feld. Zur Rauschunterdrückung wird das Signal über einen Lock-in-Verstärker gefiltert.

Die Korrelation zwischen Emitter- und Detektorsignal wird durch eine mechanische Verzögerungsstrecke realisiert. Das zeitliche Profil wird durch ein Abtasten des THz-Pulses mit einem zeitlich verzögerten optischen Probensignal gewonnen. Das Spektrum im Frequenzbereich lässt sich über eine Fourier-Transformation des Zeitsignals berechnen. Die Frequenzauflösung ist durch die maximale Weglängendifferenz, der Frequenzbereich durch die Abstände der Abtastpunkte bestimmt. Eine höhere Auflösung bedeutet gleichzeitig eine längere Messzeit, da die Strecke mechanisch abgefahren werden muss.

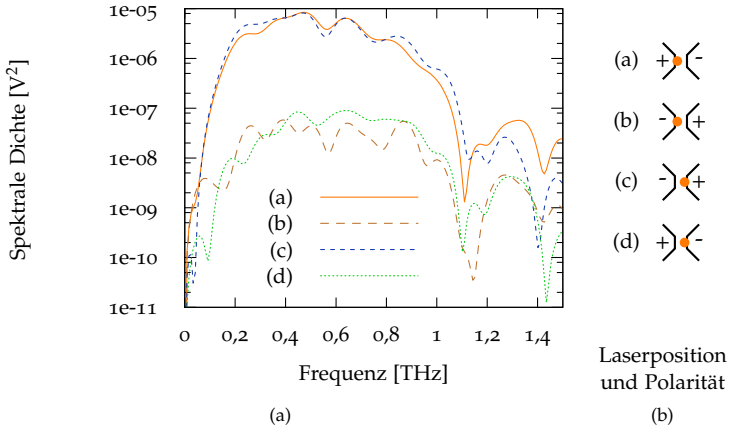


Abbildung 97: Einfluss der Position des Laserstrahls auf das Frequenzbereichsspektrum (Messung).

Amplitude der angelegten Biasspannung

Den Einfluss der Biasspannung U_b auf das erzeugte THz-Feld zeigt Abbildung 96a. Untersucht wurde das Material *NU1444* (Dotierung $1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) mit Silberkontakten bei einer optischen Beleuchtung mit 94 mW. Das Detektorsignal ist proportional zum elektrischen Feld des THz-Signals. Die Form der Zeitbereichsdaten bleibt bei Biasänderung erhalten, lediglich die Amplitude ändert sich. Wie Abbildung 96b deutlich macht, steigt die maximale THz-Leistung quadratisch mit der Vorspannung. Die THz-Leistung wird dabei proportional zum Quadrat der detektierten Fotodiodenspannung angenommen. Die Linie im Einsatz zeigt das Ergebnis der Simulation anhand des Modells aus Abschnitt 4.6.1.

Position des Laserstrahls

Die Position des Laserstrahls auf dem Emittor relativ zur Elektrodenstruktur hat großen Einfluss auf das erzeugte THz-Signal, wie das Spektrum im Frequenzbereich in Abbildung 97 illustriert. Das verwendete Material war *NU1442* (Dotierung $1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) mit Gold-Elektroden. Die Messung hatte folgenden Ablauf: Erst wurde der Laserstrahl justiert, sodass das THz-Signal maximal war. Es zeigte sich, dass diese Position in der Nähe der positiven Elektrode ist. Dabei wurde das Signal (a) gemessen. Anschließend wurde die Position beibehalten und die Polarität der Biasspannung gewechselt. Die Leistung des

resultierenden Spektrums im Zeitbereich ist erheblich reduziert (b). Der Laserstrahl wurde nun lateral bewegt, um das Signal erneut zu optimieren. Die optimale Position ist in diesem Fall in der Nähe der rechten Elektrode (c). Bei Drehung der Polarität des Bias reduziert sich das Signal erneut (d). Die optimalen Spektren (a) und (c) sowie die reduzierten Spektren (b) und (d) sind einander jeweils sehr ähnlich. Die Form der Spektren ist in allen vier Fällen ähnlich. Jedoch ist die Leistung um ca. 2 Dekaden reduziert, wenn der Laserstrahl in der Nähe der negativen Elektrode positioniert ist.

Die Bedeutung der Position des Laserstrahls relativ zu den Elektroden wurde erstmals beschrieben bei Experimenten von Koplanarleitungen auf Silicon-on-Sapphire [178] und auf GaAs [179]. Als Ursache wird die Asymmetrie des Schottkykontaktes zwischen Elektrode und Halbleiter [180] und das Vorhandensein extrem starker elektrischer Felder in der Nähe der positiven Elektrode angesehen [181].

In [173] wird vermutet, dass der Effekt verursacht wird durch eine Umverteilung des elektrischen Feldes durch zusätzliche negative Raumladungen in der Nähe der Anode. Diese sollen durch Defekte im Material hervorgerufen werden, da der Effekt bei ionenimplantierten Proben erheblich stärker auftritt als bei SI-GaAs-Proben.

Optische Leistung

Die Abhängigkeit des THz-Signals von der Intensität des Laserpulses ist in Abbildung 98a dargestellt. Untersucht wurde das Material *NU1444* mit Leitsilberelektroden bei einer Biasspannung von 20 V. Über einen variablen Abschwächer wurde die Laserleistung zwischen 0 und 93 mW eingestellt. Die gemessenen Zeitbereichs-Spektren sind sich sehr ähnlich in der Form, die Amplitude dagegen variiert, wie der Einsatz der Abbildung zeigt. Die Punkte in Abbildung 98b entsprechen den Maximalwerten der Messung, die Kurve wurde durch das Modell aus Abschnitt 4.6.1 berechnet. Beide Ergebnisse stehen in guter Übereinstimmung. Das erzeugte THz-Feld steigt mit der Laserintensität. Dabei kommt es zu einer Sättigung, welche durch den Spannungsabfall an der Antenne sowie durch entstehende Polarisation in der aktiven Zone zustande kommt.

Kontakttyp

Zwei verschiedene Kontakt bzw. Antennentypen wurden untersucht. Während Leitsilberkontakte simpel anzufertigen sind, lassen sich fotolithografische Kontakte mit hoher Präzision herstellen. Abbildung 99 zeigt die Messung von *NU1442*-Material für die beiden Kontakttypen. Der Elektrodenabstand ist im

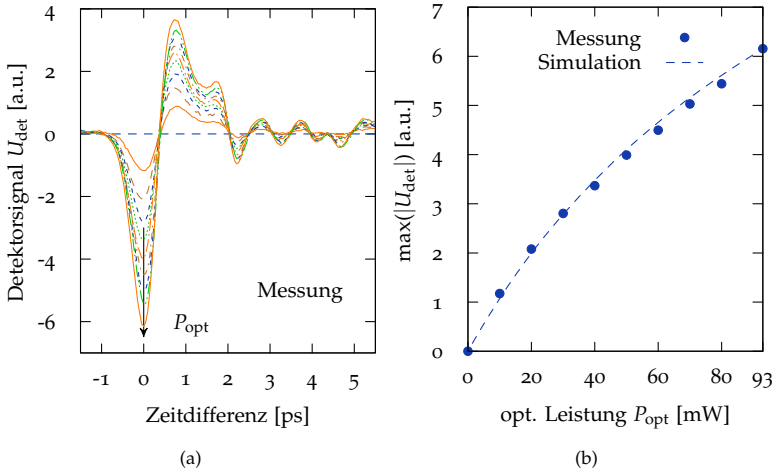


Abbildung 98: (a) Erzeugtes THz-Signal in Abhängigkeit von der Intensität des Anregungslasers (Messung $P_{\text{opt}} = 0 \dots 93$ mW). (b) Maximalwert des Signals über der optischen Leistung.

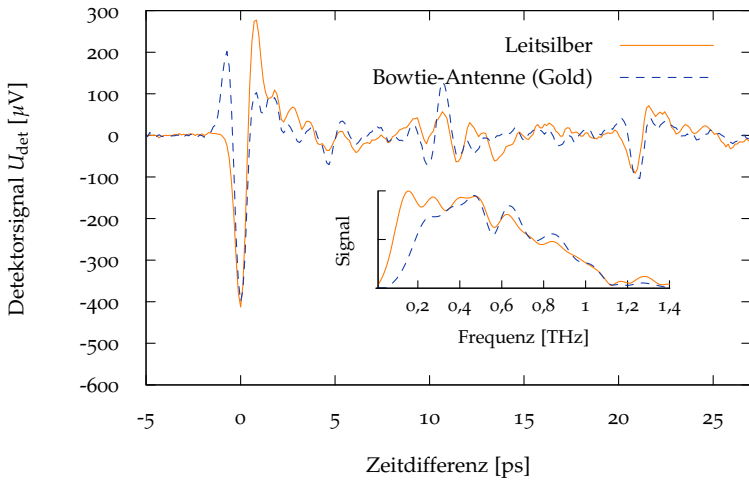


Abbildung 99: Einfluss der beiden unterschiedlichen Kontakttypen auf das THz-Spektrum im Zeit- sowie im Frequenzbereich (Messung).

Fall der Leitsilberprobe ca. $150\text{ }\mu\text{m}$, im Fall der Bowtie-Antenne $11\text{ }\mu\text{m}$. Während die Messung mit Leitsilber bei einer Biasspannung von 20 V durchgeführt wurde, wurde bei der Bowtie-Messung 10 V angelegt. Im ersten Fall betrug der DC-Strom 11 mA , im zweiten $3,3\text{ mA}$. Die resultierende maximale THz-Leistung ist bei ca. $0,4\text{ THz}$ in beiden Fällen ähnlich groß. Im Frequenzbereich fällt die höhere THz-Leistung der Leitsilberprobe bei niedrigen Frequenzen auf.

Dotierung

Eine Zusammenfassung der Ergebnisse für die verschiedenen Materialien mit unterschiedlicher Dotierung zeigt Tabelle 10. Die wichtigsten Daten für die beiden Elektrodentypen Leitsilber und Bowtie-Antenne sind dort aufgeführt. Wegen des geringeren Abstands der Elektroden wurden die Bowtie-Proben nur bis zu einer maximalen Biasspannung von 12 V betrieben.

Bei den letzten drei Materialien konnte kein THz-Signal gemessen werden. Die Konduktivität des Materials im Gleichgewichtszustand ist so hoch, dass die Modulation durch das Lasersignal keine messbare Auswirkung hat. Trotz sorgfältiger Untersuchung der anderen drei Materialien mit unterschiedlicher Be-Konzentration konnte keine systematische Variation der THz-Leistung festgestellt werden. Während im Falle von Leitsilber das am leichtesten dotierte Material (*NU1444*) die höchste THz-Leistung zeigt, wurde bei den Proben mit Bowtie-Antenne bei dem am höchsten dotierten Material (*NU1442*) das stärkste Signal gemessen. Dies bedeutet, dass die niedrige Dotierung optimal für die breitere Fotolücke ist, während die höhere Dotierung ein besseres Ergebnis bei einer schmalen Fotolücke liefert.

Bei einem Vergleich der absolut erzeugten THz-Leistung der beiden Materialien *NU1444* und *NU1442* wird die Auswirkung der thermischen Belastung auf die erzielbare Leistung deutlich, wie Abbildung 100 zeigt. In diesem Fall wurden beide Materialien unter identischen Bedingungen mit einer mittleren optischen Leistung von ca. 240 mW angeregt. Als Detektor kam eine Golay-Zelle zum Einsatz, die Modulationsfrequenz war auf $11,3\text{ Hz}$ eingestellt. Über eine Referenzmessung, in dem der Laser in Dauerstrichmodus betrieben wurde, wurde ausgeschlossen, dass statt THz-Strahlung thermische Strahlung vom Emittor detektiert wurde. Im Falle der stärker dotierten Probe (*NU1442*) genügt eine kleinere Biasspannung, um eine bestimmte THz-Leistung zu erzielen. So ist für ein Detektionssignal von 20 mV im Falle der stärker dotierten Probe eine Spannung von 23 V ausreichend, bei der schwächer dotierten Probe sind 29 V nötig. Auf der anderen Seite kann die höher dotierte Probe aufgrund ihrer stärkeren Leitfähigkeit nicht bei so hohen Biasspannungen betrieben werden

Material	Dicke [μm]	Be-Konz. [Atome cm^{-3}]	Leitsilberant.		Bowtieant.	
			U_b [V]	U_{det} [mV]	U_b [V]	U_{det} [mV]
NU1444	2	$1 \cdot 10^{16}$	20	616	12	112
NU652	3	$2,3 \cdot 10^{16}$	20	340	10	88
NU1442	1,5	$1 \cdot 10^{17}$	20	340	10	404
NU2568	2	$2 \cdot 10^{17}$	20	0	10	10
NU1445	1	$2 \cdot 10^{18}$	20	0	10	10
NU650	1,5	$3,6 \cdot 10^{18}$	20	0	10	10

Tabelle 10: Liste der verwendeten Be-dotierten GaAs Schichten mit den maximal detektierten Signalen für die beiden Kontakttypen Leitsilberantenne und Bowtieantenne.

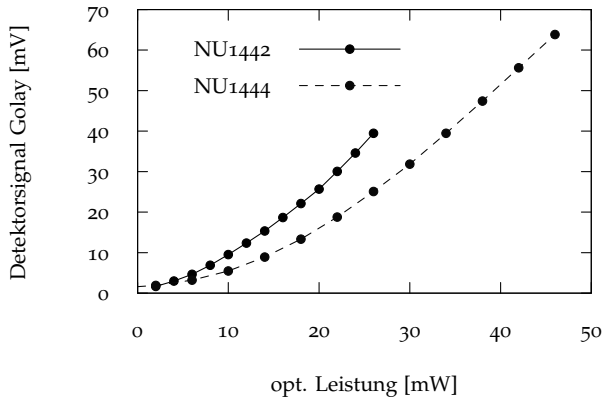


Abbildung 100: Vergleich der THz-Ausgangsleistung zweier Materialien mit unterschiedlicher Be-Konzentration bei identischer Messbedingung. Die Linien zeigen den quadratischen Fit der Messwerte, welche als Punkte dargestellt sind.

wie die zweite Probe. Diese erreicht dadurch bei höheren Spannungen eine höhere THz-Leistung, ohne thermisch überlastet zu werden.

4.6.3 *Schlussfolgerung*

Der zugrundeliegende Mechanismus der photokonduktiven Erzeugung von THz-Signalen ist in gepulsten Systemen der gleiche wie in kontinuierlichen Systemen. Jedoch ergeben sich für die Systemeigenschaften einige Unterschiede. Mit den vorhandenen Materialien werden in gepulsten Systemen ein breiteres Spektrum und dadurch höhere Frequenzen erreicht. Dies ist auf den geringeren Einfluss der Ladungsträgerlebenszeit im gepulsten Betrieb zurückzuführen. Außerdem ist dadurch die Auswahl an möglichen Materialien für Emmitter sehr viel größer. Aufgrund der Konzentration der Leistung ist die elektrische Feldstärke bei gepulsten THz-Systemen sehr viel stärker, was die Ausnutzung nichtlinearer optischer Effekte zur Detektion einfacher möglich macht.

Dem steht gegenüber, dass die kontinuierlichen Laserquellen bisher kompakter und kostengünstiger sind. Darüber hinaus wird eine höhere Frequenzauflösung erreicht, welche hauptsächlich von der Linienbreite und der Frequenzstabilität der Laser abhängt. Zudem wird eine höhere spektrale Leistungsdichte in einem kleinen Frequenzbereich erreicht, was zur Geltung kommt, wenn nur ein kleiner Teil des Spektrums von Interesse ist.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit war die Untersuchung kompakter Komponenten zur breitbandigen Emission und Detektion von THz-Strahlung. Dabei wurden zwei Themengebiete behandelt: einerseits die direkte Detektion mittels THz-Schottkydetektoren und andererseits photokonduktive Quellen und Detektoren.

Zu Beginn der Arbeit wurden am Beispiel von InGaAs-Schottkydioden die Voraussetzungen aufgeführt, die eine Diode zur Detektion kleiner Wechselfelder benötigt: eine hohe Nichtlinearität, gute Anpassung an die Quellimpedanz und ein geringes Eigenrauschen. Es wurde demonstriert, dass die InGaAs-Dioden im vorspannungsfreien Betrieb diese Anforderungen erfüllen. Mit einem differentiellen Widerstand von 3 bis 5 k Ω ist eine gute Einkopplung möglich, gleichzeitig ist die Responsivität mit durchschnittlich 15 A W⁻¹ nahe dem theoretischen Maximum.

Es wurde messtechnisch gezeigt, dass im vorspannungsfreien Betrieb das Rauschen der Diode durch das thermische Rauschen bestimmt ist, welches in direktem Zusammenhang mit dem differentiellen Widerstand der Diode steht. Mit einer Vorspannung bzw. einem Stromfluss in der Diode steigt das Rauschen, welches vor allem durch das 1/f-Rauschen geprägt ist, stark an. Für ein optimales NEP der Diode ist deshalb ein Betrieb mit Vorspannung nicht sinnvoll. Über die zusätzlich erzielten Messkurven des I-U-Verhaltens in Abhängigkeit von der Temperatur lässt sich die Barrierhöhe der Diode bestimmen, wodurch die Modellierung des Stromtransports an die realen Gegebenheiten angepasst werden konnte.

Durch die geringe Abmessung von Diodenchip und Anodenfläche sind kapazitive Effekte soweit reduziert, dass die Diode ihre gute Empfindlichkeit auch bei hohen Frequenzen zeigt und der Einsatz in einem breiten Frequenzbereich möglich ist. Für die untersuchten Dioden wurde in den Simulationen eine Kapazität der Sperrschicht von ca. 2,25 fF bestimmt.

Aufbauend auf den Ergebnisse der Diode wurde das THz-Detektormodul behandelt, welches aus der Schottkydiode und zusätzlich einer Spiralantenne sowie einer Substratlinse zur Einkopplung von Signalen aus dem Freiraum

besteht. Die für den Betrieb wichtigen Eigenschaften wie das Fernfeldverhalten sowie die Responsivität waren Gegenstand der Untersuchungen.

Das Fernfeldverhalten des Detektors wurde sowohl numerisch als auch experimentell untersucht. Dabei wurde der Einfluss der Linsengeometrie auf die Strahlform des Detektors durch eine hybride Simulationsmethode modelliert, wodurch sich auch die komplexe Antennengeometrie der Spiralantenne der Substratlinse simulieren lässt. Die Simulationsergebnisse zeigen eine gute Übereinstimmung des Fernfeldverhaltens in der Hauptkeule mit den Messdaten, welche durch zwei Detektoren unterschiedlicher Linsengeometrie aufgezeichnet wurden. Mithilfe der hybriden Simulationsmethode konnten ferner optimale Werte der Linsengeometrie gefunden werden, um eine hohe Direktivität der Spiralantenne auf der Substratlinse zu erhalten.

Die Abhängigkeit der Detektorresponsivität von der THz-Frequenz wurde über Messungen in einem Fourier-Spektrometer bestimmt, indem das Verhalten des Schottkydetektors mit dem anderer direkter Detektoren wie der Golayzelle und dem Bolometer verglichen wurde. Dabei konnte die Detektorresponsivität bis 2 THz ermittelt werden. Die Eignung von Bolometer und Golayzelle als Referenzdetektoren konnte bestätigt werden, da ihr Verhalten mit der theoretischen Übertragungsfunktion des Spektrometers übereinstimmt. Die Bestimmung der Frequenzeigenschaften des Schottkydetektors hat neue Fragen aufgeworfen, da die Ursachen für die Frequenzabhängigkeit nicht endgültig geklärt werden konnten. Eventuell spielen Alterungseffekte im Schottkydetektor eine Rolle.

Desweiteren wurde die absolute Responsivität des Detektors bestimmt, dabei wurden Methoden mit unterschiedlichen Quellen miteinander verglichen. Die Ergebnisse der ausgedehnten Schwarzkörperquelle und der schmalbandigen Punktquelle stehen in guter Übereinstimmung mit den theoretisch gegebenen Werten. Für die NEP des Detektors wurde ein Wert von ca. $5 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$ ermittelt, für die NETD $240 \text{ mK}/\sqrt{\text{Hz}}$. Als Nachteil für die Kalibrierung der Detektorresponsivität sind die Reflexionen in der Linse anzusehen, da diese Schwankungen von 3 dB innerhalb eines geringen Frequenzbereichs von einigen GHz zur Folge haben. Für die genaue Messung der Ausgangsleistung einer Quelle mithilfe des Schottkydetektors ist somit die Kenntnis der Quellfrequenz nötig. Hier wäre es sinnvoll, den Einsatz einer linsenfrenen Einkopplung, z. B. über eine Vivaldi-Antenne, zu prüfen, um diese Schwankungen zu eliminieren.

Die eingesetzten Charakterisierungsmethoden sind nicht auf den untersuchten Schottkydetektor beschränkt, sondern lassen sich auch auf andere THz-Detektoren anwenden. Insbesondere der Schwarzkörperstrahler auf Basis von Wasserkörpern bietet ein einfaches Mittel, um die breitbandige Responsivität eines THz-Detektors ermitteln zu können. Aufgrund ihres unkomplizierten Aufbaus kann er als Referenz dienen, um die NETD von Detektoren unterschiedlicher Forschungsgruppen miteinander vergleichen zu können.

Breitbandige direkte THz-Detektoren sind ein Kernelement in vielen THz-Systemen. Detektoren basierend auf Schottkydioden sind vor allem dort interessant, wo einfach zu handhabende, kompakte Detektoren für den unteren THz-Bereich benötigt werden. Die hohe Messrate ist ein Kriterium, welches traditionelle THz-Detektoren wie die Golayzelle nicht bieten. Die in der vorliegenden Arbeit verwendeten Detektoren sind auf eine maximale Bandbreite optimiert. Ist nur ein schmaler Frequenzbereich von Interesse, kann über resonante Antennen die Impedanzanpassung zwischen Diode und Antenne verbessert werden um so höhere Werte der Responsivität des Detektors zu erreichen. Die vorgestellte Diode ist aufgrund ihrer hohen Empfindlichkeit und ihres anspruchslosen Betriebs auch optimal für den Einsatz in einem Array in bildgebenden THz-Systemen.

Auf dem Gebiet der kontinuierlichen photokonduktiven THz-Systeme wurden innerhalb der vorliegenden Arbeit eine Reihe von Aspekten behandelt, um diese Technik für einen breiteren Anwendungsbereich zu öffnen. Vor allem Emmitter und Detektoren bei $1,5\text{ }\mu\text{m}$ optischer Wellenlänge sind dabei von Interesse, um von den ausgereiften optischen Komponenten dieser Wellenlänge profitieren zu können.

Die Untersuchungen des pin-Emittermoduls haben gezeigt, dass auch mit diesem vergleichsweise einfachen Diodenaufbau Ausgangsleistungen im Bereich von einigen μW bei 200 GHz erreicht werden können. Der integrierte Wellenleiter erlaubt eine effiziente Einkopplung des Schwebungssignals, wodurch die Leistung des Lasersystems relativ gering bemessen werden kann. Der Einfluss von kapazitären Effekten, Transitzeit- sowie Sättigungseffekten auf die Ausgangsleistung des Emitters wurde messtechnisch bestimmt. Für eine weitere Verbesserung der Ausgangsleistung kann in zukünftigen Emitttern der interne Aufbau der Fotodiode auf das sog. UTC-Design erweitert werden. Außerdem ist eine Parallelschaltung einer Reihe von Emitttern mit jeweils eigener Antenne denkbar, wobei die Verteilung des optischen Signals durch Wellenleiter integriert werden kann. Mit geeigneten Antennenkonzepten ist auch eine Traveling-Wave-Anordnung mehrerer Emitter möglich.

Homodyne Detektoren für $1,5\text{ }\mu\text{m}$ optische Wellenlänge sind bisher kaum vorhanden, in dieser Arbeit wurden zwei unterschiedliche Verfahren untersucht: Zum einen wurde erstmals die homodyne THz-Detektion über die Mischung des Schwebungssignals mit dem THz-Signal in einer Schottkydiode demonstriert. Mithilfe der dargelegten Berechnungen konnten die Stromflüsse in der Diode ermittelt werden, um so die Eignung als Emmitter abschätzen zu können. Die ineffiziente Einkopplung des Schwebungssignals bei den bisher nicht angepassten Strukturen kann in Zukunft durch ein geändertes Design, z.B. über integrierte Wellenleiter, verbessert werden, um die Responsivität zu erhöhen und das Rauschen abzusenken.

Zum anderen wurde erstmals ein Detektor auf Basis des elektro-optischen Pockels-Effekts demonstriert, der in kontinuierlichen Systemen bei $1,5\text{ }\mu\text{m}$ optischer Wellenlänge arbeitet. Der Vorteil der elektro-optischen Verfahren liegt in ihrer Robustheit gegenüber äußeren Einflüssen wie elektrostatische Entladung oder thermische Überlastung. Die Responsivität kann für den demonstrierten GaAs-Kristall noch optimiert werden; Ansatzpunkt ist die Unterdrückung von THz-Reflexionen im Kristall oder die Verwendung anderer elektro-optischer Kristalle wie z. B. organische Materialien. Für die schmalbandige Detektion sind auch Resonatorstrukturen vorstellbar.

Das entwickelte Modul zur Emission und homodynen Detektion von THz-Strahlung in photokonduktiven Systemen auf Basis von LT-GaAs kann durch seine Faserkopplung und integrierte Substratlinse flexibel positioniert werden und ist erheblich kompakter als der vorherige Aufbau. Bei homodyner Detektion konnte mit diesem Modul ein Signal-Rausch-Verhältnis über 70 dB demonstriert werden, wodurch auch stark absorbierende oder streuende Proben charakterisiert werden können. Als maximale Emissionsfrequenz wurden 1,2 THz nachgewiesen.

Verschiedene erweiterte Verfahren zur Messung in THz-Systemen wurden in der Arbeit realisiert. Die demonstrierte stetige direkte Messung bietet bereits nach sehr kurzer Messzeit ein Ergebnis, dessen Qualität anschließend durch weitere Messzyklen verbessert werden kann. Durch den Einsatz schnell abstimmbarer Laser wie VCSEL können in Zukunft auch Messzeiten unter einer Sekunde für einen Messbereich von 1 THz erreicht werden. Es konnte gezeigt werden, dass über die Phasenmodulation mittels eines Faserstreckers die Phasenmessung in photokonduktiven Systemen erheblich vereinfacht werden kann. Das bestehende Problem der optischen Polarisationsdrehung wird in kommerziellen Systemen bei optimaler Einkopplung gelöst werden können. Eine Alternative ist die dargestellte Modulation über einen elektro-optischen Phasenmodulator, welcher auch Modulationsfrequenzen im GHz-Bereich erlaubt. Insgesamt wurde gezeigt, dass die dargelegten Messverfahren erlauben, die Integration photokonduktiver THz-Systeme voranzutreiben und die Messgeschwindigkeit zu erhöhen.

Trotz der komplexeren gepulsten Laser sind photokonduktive Systeme im Zeitbereich bisher weiter verbreitet als kontinuierliche Systeme. In der vorliegenden Arbeit wurde erstmals demonstriert, dass Be-dotiertes GaAs zur photokonduktiven Emission von THz-Strahlung in diesen Systemen herangezogen werden kann. Das Verhalten von Emittlern auf Basis dieses Materials bezüglich der Position des Laserstrahls in der Fotolücke sowie der Sättigung bei hohen optischen Leistungen konnte bestimmt werden. Ein direkter Vergleich zu einem identisch aufgebauten Emittler aus SI-GaAs sowie zukünftige

Untersuchungen mit anderen Größen der Fotolücke wären hilfreich, um die noch offenen Fragen bezüglich des Einfluss der Dotierungsstärke zu klären.

HF-VERHALTEN DES FINGERMISCHERS

Um das Verhalten des Emitters abzuschätzen, kann statt der interdigitalen Fingerstruktur von einem quaderförmigen photokonduktiven Element ausgegangen werden, wie es in Abbildung 101 dargestellt ist. Dieses sei in eine Schaltung entsprechend dem Ersatzschaltbild aus Abbildung 61 integriert.

Die auf den Mischer auftreffende optische Leistung $P_{\text{opt}}(t)$ ist in Gleichung 4.4 gegeben. Die Leitfähigkeit $G_{\text{pc}}(t)$ ist bestimmt durch die Dichte $N_{\text{pc}}(t)$ der Ladungsträger, welche durch die Beleuchtung mit dem Schwebungssignal erzeugt werden:

$$G_{\text{pc}}(t) = \frac{A_{\text{pc}}}{w_{\text{pc}}} \mu e N_{\text{pc}}(t) \quad (\text{A.1})$$

μ bezeichnet die Beweglichkeit der Ladungsträger und e die Elementarladung. Die Abmessungen A_{pc} und w_{pc} sind Abbildung 101 zu entnehmen. Die Zahl der Ladungsträger steigt durch die optische Anregung und sinkt gleichzeitig in Abhängigkeit von ihrer Lebenszeit τ_e :

$$\frac{dN_{\text{pc}}(t)}{dt} = -\frac{N_{\text{pc}}(t)}{\tau_e} + N_{\text{opt}}(t), \quad N_{\text{opt}}(t) = \frac{\eta_{\text{opt}} P_{\text{opt}}(t)}{h f_{\text{opt}}} \frac{1}{A_{\text{pc}} w_{\text{pc}}} \quad (\text{A.2})$$

Dabei ist η_{opt} die Quanteneffizienz, d.h. die Anzahl der pro Photon angeregten Ladungsträgerpaare und $h f_{\text{opt}}$ die Energie der Photonen bei der optischen

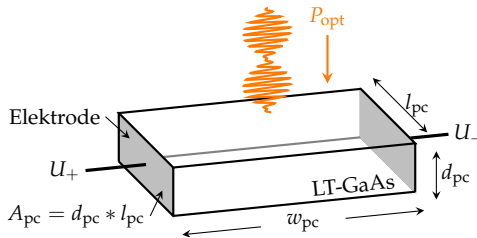


Abbildung 101: Vereinfachte Struktur des Fotoleiters.

Frequenz f_{opt} . Die Lösung der Differentialgleichung ergibt die Dichte $N_{\text{pc}}(t)$, die aus einem oszillierenden und einem konstanten Anteil besteht. Der oszillierende Anteil bestimmt die THz-Erzeugung; er ist im eingeschwungenen Zustand gegeben durch [149]:

$$N_{\text{pc}}(t) = \frac{B\tau_e}{A_{\text{pc}}w_{\text{pc}}} \frac{1}{\sqrt{1 + (\omega_{\text{THz}}\tau_e)^2}} \sin(\omega_{\text{THz}}\tau_e + \phi) \quad (\text{A.3})$$

$$B = \frac{2\eta_{\text{opt}}\sqrt{P_{\text{opt},1}P_{\text{opt},2}}}{hf_{\text{opt}}} \quad (\text{A.4})$$

Mithilfe des Ersatzschaltbildes lässt sich die an der Antenne abfallende Leistung bestimmen:

$$P_{\text{THz}} = \frac{1}{2} \frac{Z_a}{(Z_a + (G_{\text{pc}}(t) + j\omega_{\text{THz}}C_{\text{pc}})^{-1})^2} U_b^2 \quad (\text{A.5})$$

Wird angenommen, dass die Anpassung zwischen Antenne und Fotoleiter schlecht ist ($Z_a G_{\text{pc}}(t) \ll 1$), ergibt sich für die abgestrahlte Leistung:

$$P_{\text{THz}} \approx \frac{1}{2} Z_a U_b^2 \left(\frac{\mu e B \tau_e}{w_{\text{pc}}} \right)^2 \frac{1}{1 + (f_{\text{THz}}/f_\tau)^2} \frac{1}{1 + (f_{\text{THz}}/f_{\text{RC}})^2} \quad (\text{A.6})$$

Dabei ist $f_\tau = 1/2\pi\tau_e$ und $f_{\text{RC}} = 1/2\pi C_{\text{pc}} Z_a$.

RESPONSIVITÄT DES EO DETEKTORS

Die elektro-optische (EO) THz-Detektion mithilfe des GaAs-Kristalls über den Pockels-Effekt ist in Abbildung 102 dargestellt. Das zu detektierende THz-Signal mit Wellenvektor k_{THz} wird kollinear mit dem Schwebungssignal mit Wellenvektor k_{opt} im Kristall überlagert, wodurch sich die Polarisationsrichtung des Schwebungssignals ändert.

GaAs besitzt eine Zink-Blende Kristallstruktur und drei elektro-optische Tensorprodukte, welche ungleich Null sind: $r_{41} = r_{52} = r_{63}$. Für die optische Indikatrix bedeutet dies, wenn ein äußeres Feld \mathcal{E}_{THz} anliegt:

$$\frac{x^2 + y^2 + z^2}{n_{\text{opt}}^2} + 2r_{41} (\mathcal{E}_x yz + \mathcal{E}_y xz + \mathcal{E}_z xy) = 1 \quad (\text{B.1})$$

\mathcal{E}_x , \mathcal{E}_y und \mathcal{E}_z sind die Anteile von \mathcal{E}_{THz} in Richtung der jeweiligen Koordinatenachsen.

Für den transversalen Betrieb darf die Richtung der optischen Welle nicht mit einer der drei kubischen Kanten des Kristallgitters übereinstimmen, da in diesem Fall keine polarisationsabhängige Verzögerung innerhalb des Kristalls auftreten würde. Die größte Verzögerung wird erreicht, wenn der optische Strahl in Richtung einer $\{110\}$ -Ebene anstelle einer $\{100\}$ oder einer $\{111\}$ -Ebene eingekoppelt wird [160].

Um die Verzögerung des optischen Strahl für einen $\{110\}$ -gewachsenen Kristall berechnen zu können, muss die Gleichung der Indikatrix so umgeformt werden, dass sie keine Mischterme der Koordinatenrichtungen mehr enthält. Dazu werden aus den drei Achsen x , y und z des Koordinatensystems des Kristallkubus neue Achsen x' , y' und z' entwickelt, indem das Koordinaten-

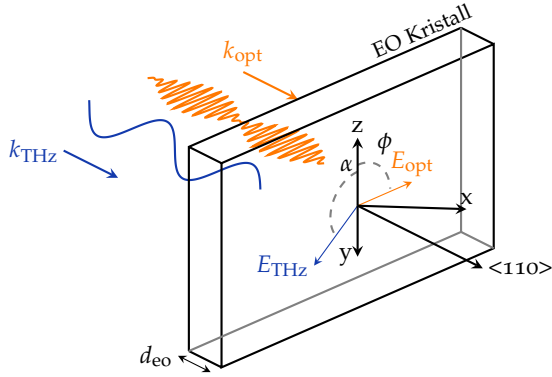


Abbildung 102: Die beiden Wellenvektoren k_{THz} und k_{opt} sind kollinear und treffen senkrecht auf eine der (110)-Ebenen des GaAs-Kristalls ein. Die z-Achse liegt in der Darstellung in der (110)-Ebene, x- und y-Achse stehen in 45° -Winkel zu der Ebene.

system zuerst 45° um die z-Achse gedreht wird; anschließend erfolgt eine weitere Drehung um θ [152]. Für die Indikatrix erhält man

$$\begin{aligned}
 & x'^2 \left(\frac{1}{n_{\text{opt}}^2} + \varepsilon_{\text{THz}} r_{41} \cos \alpha \right) \\
 & + y'^2 \left(\frac{1}{n_{\text{opt}}^2} - \varepsilon_{\text{THz}} r_{41} \left[\cos \alpha \sin^2 \theta + \cos(\alpha + 2\theta) \right] \right) \\
 & + z'^2 \left(\frac{1}{n_{\text{opt}}^2} - \varepsilon_{\text{THz}} r_{41} \left[\cos \alpha \cos^2 \theta - \cos(\alpha + 2\theta) \right] \right) = 1
 \end{aligned} \tag{B.2}$$

Dabei ist $2\theta = -\arctan(2 \tan \alpha) - m\pi$ mit $m = 0, 1, \dots$. Die Intensitätsdifferenz $\Delta\mathcal{I}$, die sich zwischen den beiden Polarisationskomponenten in y' und z' Richtung ergibt, kann aus Gleichung B.2 abgeleitet werden [152]:

$$\Delta\mathcal{I} = \mathcal{I}_0 \frac{2\pi n_{\text{opt}}^3 \varepsilon_{\text{THz}} r_{41} d_{\text{eo}}}{\lambda} (\cos \alpha \sin 2\phi + 2 \sin \alpha \cos 2\phi) \tag{B.3}$$

Dabei bezeichnet \mathcal{I}_0 die optische Gesamtintensität und d_{eo} die Dicke des Kristalls, welche der Überlagerungslänge entspricht. Eine maximale Differenz ergibt sich, wenn der Winkel zwischen den Polarisierungen der beiden Wellen 0° oder 90° beträgt.

ABKÜRZUNGEN UND SYMBOLE

ABKÜRZUNGEN

As Arsen.

Be Beryllium.

CST Computer Simulation Technology AG.

DFB Distributed Feedback.

DNA Desoxyribonukleinsäure, auch DNS.

ESD Elektrostatische Entladung.

FET Feldeffekttransistor.

GaAs Gallium-Arsenid.

HF Hochfrequenz.

I-U Strom-Spannung.

IMPATT Impact Ionization Avalanche Transit Time (Diode).

InGaAs Indium-Gallium-Arsenid.

LT-GaAs Niedrigtemperatur-gewachsenes Gallium-Arsenid.

MBE Molekularstrahlepitaxie.

NEP Noise equivalent power.

NETD Noise equivalent temperature difference.

PID Proportional-Integral-Differential.

PLF Polarisationsverlustfaktor.

PO Physikalische Optik.

QCL Quantenkaskadenlaser.

RTD Resonante Tunneldiode.

Symbole

Si Silizium.

SIS Superconducting-Insulator-Superconducting.

SNR Signal-Rausch-Verhältnis.

THz Terahertz.

UTC Uni-Travelling-Carrier (Fotodiode).

UV Ultraviolett.

SYMBOLS

A_{det} Amplitude des detektierten Signals.

A_e Effektive Antennenfläche.

A_{pc} Querschnittsfläche des photokonduktiven Schalters.

C_{pc} Kapazität des photokonduktiven Widerstandes.

C_g Kapazität der Diodengeometrie.

C_j Kapazität der Schottkybarriere.

D_a Direktivität.

E_c Energielevel des Leitungsbandes.

E_{Fm} Fermilevel Metall.

E_{Fs} Fermilevel Halbleiter.

F_a Strahlungsintensität der Antenne im Fernfeld.

G_{pc} Leitwert des photokonduktiven Widerstandes.

I_{det} Detektierter Strom.

I_j Strom durch die Schottkybarriere.

L_d Länge des Detektorpfades.

L_e Länge des Emitterpfades.

L_l Abstand der Antenne vom Kugelmittelpunkt der Linse.

N_{opt} Ladungsträgerdichte, erzeugt durch optische Anregung.

N_{pc} Ladungsträgerdichte im photokonduktiven Widerstandes.

N_d Dotierung.

N_e Dichte der Ladungsträger.

P_{THz} Leistung des THz-Signals.

$P_{\text{opt},1}$ Optische Leistung Laser 1.

$P_{\text{opt},2}$ Optische Leistung Laser 2.

P_{opt} Optische Leistung.

Q_{sc} Ladung in der Raumladungszone des Schottkykontaktes.

R_0 Reflektivität des Interferometer-Strahlteilers.

R_j Differentieller Widerstand der Schottkybarriere.

R_l Radius der Kugel (Substratlinse).

R_n Antennenparameter der logarithmisch-periodischen Antenne.

- R_p Parallelwiderstand der Diode.
- R_s Serienwiderstand der Diode.
- T_0 Transmissivität des Interferometer-Strahlteilers.
- T_r Transmissivität des Interferometers.
- U_T Temperaturspannung, $U_T = k_B T/e$.
- U_{det} Detektierte Spannung.
- U_b Biasspannung.
- U_j Spannung an der Schottkybarriere.
- U_p Spannung der Raumladungszone im photokonduktiven Schalter.
- W_m Verteilung der Elektronen im Metall.
- W_s Verteilung der Elektronen im Halbleiter.
- Z_0 Freiraumimpedanz.
- Z_a Antennenimpedanz.
- Z_k Impedanz des Komplementärs einer Antenne.
- ε_{THz} Elektrisches Feld des THz-Signals.
- Ω Raumwinkel.
- α_{lg} Parameter der logarithmisch-periodischen Antenne.
- α Frequenzabhängigkeit des $1/f$ -Rauschens.
- β_{lg} Parameter der logarithmisch-periodischen Antenne.
- β Stromabhängigkeit des $1/f$ -Rauschens.
- χ Elektronenaffinität des Halbleiters.
- ϵ_r Relative Permittivität.
- η_t Stromresponsivität der Diode nach Torrey.
- η_{opt} Quanteneffizienz der optischen Anregung.
- γ Expansionsfaktor der Spiralantenne.
- λ_{THz} Wellenlänge des THz-Signals.
- λ_{opt} Wellenlänge des optischen Signals.
- \mathcal{I} Intensität.
- \mathcal{R} Responsivität des Detektors.
- \mathcal{T} Tunnelwahrscheinlichkeit.
- ω_{THz} Kreisfrequenz des THz-Signals.
- ϕ_M Austrittsarbeit des Metalls.
- ϕ_{det} Phase des detektierten Signals.
- ρ_m Fiktive magnetische Ladungsdichte.
- τ_e Lebenszeit der Ladungsträger.
- τ_l Zeitkonstante des Laserpulses.
- τ_r Rekombinationszeit der Ladungsträger.
- τ_t Trappingzeit der Ladungsträger.
- d_i Dicke der intrinsischen Schicht der pin-Diode.
- d_{st} Dicke des Strahlteilers.
- f_{RC} Grenzfrequenz aufgrund der RC-Konstante.

f_{THz} Frequenz des THz-Signals.
 f_{opt} Frequenz des optischen Signals.
 f_t Grenzfrequenz aufgrund der Transitzeit.
 i_{pc} Strom durch den photokonduktiven Schalter.
 j^{te} Stromdichte Schottkykontakt, thermionischer Ursprung.
 j_m Magnetische Oberflächenstromdichte.
 k_{THz} Kreiswellenzahl des THz-Signals.
 k_{opt} Kreiswellenzahl des optischen Signals.
 m^* Effektive Elektronenmasse.
 n_{THz} Brechungsindex des EO Kristalls im THz-Bereich.
 n_{opt} Optischer Brechungsindex.
 n_d Idealitätsfaktor.
 r_{41} Elektro-optisches Tensorprodukt.
 r_n Antennenparameter der logarithmisch-periodischen Antenne.
 v Geschwindigkeit, mit den Komponenten v_x , v_y und v_z .
 w_0 Breite der minimalen Strahltaile des Gaußstrahls.
 w_{pc} Breite des photokonduktiven Widerstandes.

NATURKONSTANTEN

\hbar Reduziertes Plancksches Wirkungsquantum, $\hbar = 1,055 \cdot 10^{-34} \text{ J s}$.
 c_0 Lichtgeschwindigkeit, $c_0 = 2,998 \cdot 10^8 \text{ m s}^{-1}$.
 e Elementarladung, $e = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ A s}$.
 h Plancksches Wirkungsquantum, $h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ J s}$.
 k_B Boltzmannkonstante, $k_B = 1,380 \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$.

LITERATUR

- [1] N. Nagai, R. Kumazawa und R. Fukasawa. "Direct evidence of inter-molecular vibrations by THz spectroscopy". In: *Chemical Physics Letters* 413.4-6 (Sep. 2005), S. 495–500. ISSN: 0009-2614.
- [2] M. Tonouchi. "Cutting-edge terahertz technology". In: *Nat Photon* 1.2 (Feb. 2007), S. 97–105. ISSN: 1749-4885.
- [3] P. Siegel. "THz Technology: An Overview." In: *International Journal of High Speed Electronics & Systems* 13.2 (Juni 2003), S. 351. ISSN: 01291564.
- [4] G. L. Pilbratt u. a. "Herschel Space Observatory - An ESA facility for far-infrared and submillimetre astronomy". In: *Astronomy and Astrophysics* 518 (2010), S. 6.
- [5] J. W. Waters u. a. "Stratospheric CIO and ozone from the Microwave Limb Sounder on the Upper Atmosphere Research Satellite". In: *Nature* 362.6421 (Apr. 1993), S. 597–602.
- [6] P. F. Taday u. a. "Using terahertz pulse spectroscopy to study the crystal-line structure of a drug: A case study of the polymorphs of ranitidine hydrochloride". In: *Journal of Pharmaceutical Sciences* 92.4 (2003), 831–838. ISSN: 1520-6017.
- [7] M. Nagel u. a. "Integrated THz technology for label-free genetic diagnostics". In: *Applied Physics Letters* 80.1 (2002), S. 154. ISSN: 00036951.
- [8] A. J. Fitzgerald u. a. "Terahertz Pulsed Imaging of Human Breast Tumors¹". In: *Radiology* 239.2 (Mai 2006), S. 533 –540.
- [9] D. M. Mittleman u. a. "Noncontact semiconductor wafer characterization with the terahertz Hall effect". In: *Applied Physics Letters* 71.1 (1997), S. 16. ISSN: 00036951.
- [10] E. Abraham u. a. "Non-invasive investigation of art paintings by terahertz imaging". In: *Applied Physics A* 100.3 (2010), S. 585–590. ISSN: 0947-8396.
- [11] R. Appleby, P. Coward und G. Sinclair. "Terahertz Detection of Illegal Objects". In: *Terahertz Frequency Detection and Identification of Materials and Objects*. Hrsg. von R. Miles u. a. Bd. 19. NATO Security through Science Series. 10.1007/978-1-4020-6503-3_15. Springer Netherlands, 2007, S. 225–240.

- [12] A. Hirata u. a. "120-GHz-band millimeter-wave photonic wireless link for 10-Gb/s data transmission". In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 54.5 (2006), S. 1937–1944. ISSN: 0018-9480.
- [13] G. A. Siles, J. M. Rivera und P. Garcia-del-Pino. "THz propagation research within the TERASENSE project: Atmospheric gases attenuation". In: *Proceedings of the Fourth European Conference on*. 2010. ISBN: 978-1-4244-6431-9.
- [14] M. N. Feiginov und D. R. Chowdhury. "Operation of resonant-tunneling diodes beyond resonant-state-lifetime limit". In: *Applied Physics Letters* 91.20 (2007), S. 203501. ISSN: 00036951.
- [15] D. R. Chowdhury. "Experimental study and modelling of AC characteristics of Resonant Tunneling Diodes". Diss. Darmstadt: Technische Universität Darmstadt, 2008.
- [16] S. Suzuki u. a. "Fundamental oscillation of resonant tunneling diodes above 1 THz at room temperature". In: *Applied Physics Letters* 97.24 (2010), S. 242102. ISSN: 00036951.
- [17] H. Eisele und R. Kamoua. "Submillimeter-Wave InP Gunn Devices". In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 52.10 (2004), S. 2371–2378. ISSN: 0018-9480.
- [18] M. Shaalan. "Quasioptical Monolithic Submillimetre-Wave Frequency Multipliers". Diss. Darmstadt: Technische Universität Darmstadt, 1998.
- [19] A. Maestrini u. a. "Local oscillator chain for 1.55 to 1.75THz with 100-/spl mu/W peak power". In: *IEEE Microwave and Wireless Components Letters* 15.12 (2005), S. 871–873. ISSN: 1531-1309.
- [20] S. Kumar u. a. "A 1.8-THz quantum cascade laser operating significantly above the temperature of [planck][omega]/kB". In: *Nat Phys* 7.2 (Feb. 2011), S. 166–171. ISSN: 1745-2473.
- [21] Y. C. Shen u. a. "Ultrabroadband terahertz radiation from low-temperature-grown GaAs photoconductive emitters". In: *Applied Physics Letters* 83.15 (2003), S. 3117. ISSN: 00036951.
- [22] S. Matsuura u. a. "A tunable cavity-locked diode laser source for terahertz photomixing". In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 48.3 (2000), S. 380–387. ISSN: 00189480.
- [23] Tydex. *Datasheet Room Temperature Optoacoustic Detector GC-1P (Golay Cell)*. 2008.
- [24] D. Dooley. *Measuring THz Radiation...choose a Pyroelectric Detector or Golay Cell? (Application Note 1011)*. Mai 2009.

- [25] P. L. Richards. "Bolometers for infrared and millimeter waves". In: *Journal of Applied Physics* 76.1 (1994), S. 1. ISSN: 00218979.
- [26] A. Luukanen u. a. "An Ultra-Low Noise Superconducting Antenna-Coupled Microbolometer With a Room-Temperature Read-Out". In: *IEEE Microwave and Wireless Components Letters* 16.8 (2006), S. 464–466. ISSN: 1531-1309.
- [27] B. Karasik u. a. "Record-Low NEP in Hot-Electron Titanium Nanobolometers". In: *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* 17.2 (2007), S. 293–297. ISSN: 1051-8223.
- [28] A. Luukanen u. a. "Passive Euro-American terahertz camera (PEAT-CAM): passive indoor THz imaging at video rates for security applications". In: *Proceedings of SPIE*. Orlando, FL, USA, 2007,
- [29] A. Karpov u. a. "Low Noise 1 THz SIS Mixer for Stratospheric Observatory: Design and Characterization". In: *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* (2011). ISSN: 1051-8223.
- [30] S. Sze und K. Ng. *Physics of Semiconductor Devices*. Wiley-Interscience, Okt. 2006. ISBN: 0471143235.
- [31] R. Meyers u. a. "Bias and Temperature Dependence of Sb-Based Heterostructure Millimeter-Wave Detectors With Improved Sensitivity". In: *IEEE Electron Device Letters* 25.1 (2004), S. 4–6. ISSN: 0741-3106.
- [32] M. Dyakonov und M. Shur. "Detection, mixing, and frequency multiplication of terahertz radiation by two-dimensional electronic fluid". In: *Electron Devices, IEEE Transactions on* 43.3 (März 1996), S. 380–387. ISSN: 0018-9383.
- [33] R. Tauk u. a. "Plasma wave detection of terahertz radiation by silicon field effects transistors: Responsivity and noise equivalent power". In: *Applied Physics Letters* 89.25 (2006), S. 253511. ISSN: 00036951.
- [34] E. Ojefors u. a. "A 0.65 THz Focal-Plane Array in a Quarter-Micron CMOS Process Technology". In: *IEEE Journal of Solid-State Circuits* 44.7 (2009), S. 1968–1976. ISSN: 0018-9200.
- [35] A. Grüb. *Technologieentwicklung für Terahertz-Schottkydioden und Nanometerstrukturen*. Bd. 110. Fortschrittsberichte Elektrotechnik 21. Düsseldorf: VDI, 1992. ISBN: 3181410217.
- [36] A. Simon. *Konzeption und Technologieentwicklung von Schottkydioden für Anwendungen im Terahertzbereich*. Shaker Verlag, 1997. ISBN: 978-3826524189.

- [37] O. Cojocari. *Schottky Technology for THz-Electronics*. Darmstädter Dissertationen. Aachen: Shaker Verlag, 2007. ISBN: 978-3-8322-6260-0.
- [38] C. Sydlo. *Reliability investigations and development of compound semiconductor devices for microwave and terahertz applications*. Darmstädter Dissertationen. Aachen: Shaker Verlag, 2006. ISBN: 3-8322-5400-5.
- [39] C. Sydlo u. a. "Efficient THz-emitters for low-temperature-grown GaAs photomixers". In: *Proceedings, IEEE Tenth International Conference on Terahertz Electronics*. Cambridge, UK, 2002, S. 60–62.
- [40] R. Mendis u. a. "Spectral Characterization of Broadband THz Antennas by Photoconductive Mixing: Toward Optimal Antenna Design". In: *Antennas and Wireless Propagation Letters* 4.1 (2005), S. 85–88. ISSN: 1536-1225.
- [41] H. C. Torrey und C. A. Whitmer. *Crystal Rectifiers*. New York: McGraw-Hill, 1948.
- [42] W. Schottky. "Halbleitertheorie der Sperrschicht". In: *Die Naturwissenschaften* 26.52 (1938), S. 843–843. ISSN: 0028-1042.
- [43] F. Braun. "Ueber die Stromleitung durch Schwefelmetalle". In: *Annalen der Physik* 153 (1874), S. 556–563.
- [44] U. K. Mishra und J. Singh. *Semiconductor Device Physics and Design*. Springer, 2008. ISBN: 978-1-4020-6480-7.
- [45] A. Love. "Comment on the equivalent circuit of a receiving antenna". In: *IEEE Antennas and Propagation Magazine* 44.5 (2002), S. 124–125. ISSN: 1045-9243.
- [46] L. D. Smullin und H. A. Haus, Hrsg. *Noise in electron Devices*. Cambridge: MIT Press, 1959.
- [47] H. Nyquist. "Thermal Agitation of Electric Charge in Conductors". In: *Physical Review* 32.1 (Juli 1928), S. 110.
- [48] L. Weiss. "Noise Equivalent Circuit for Nonlinear Resistors". In: *Proceedings - IEEE International Symposium on Circuits and Systems*. 5 (1999), S. 314. ISSN: 0271-4310.
- [49] H. L. Hartnagel, R. Katilius und A. Matulionis. *Microwave Noise in Semiconductor Devices*. John Wiley & Sons, 2001. ISBN: 0-471-38432-1.
- [50] W. Schottky. "Über spontane Stromschwankungen in verschiedenen Elektrizitätsleitern". In: *Annalen der Physik* 362.23 (1918), S. 541–567. ISSN: 00033804.
- [51] T. Kleinpenning. "Low-frequency noise in Schottky barrier diodes". In: *Solid-State Electronics* 22.2 (Feb. 1979), S. 121–128. ISSN: 0038-1101.

- [52] S. Hsu. "Flicker noise in metal semiconductor Schottky barrier diodes due to multistep tunneling processes". In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 18.10 (1971), S. 882–887. ISSN: 0018-9383.
- [53] D. Young und J. Irvin. "Millimeter frequency conversion using Au-n-type GaAs Schottky barrier epitaxial diodes with a novel contacting technique". In: *Proceedings of the IEEE* 53.12 (1965), S. 2130–2131. ISSN: 0018-9219.
- [54] O. Madelung. *Semiconductors: Data Handbook*. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 2004. ISBN: 978-3-540-40488-0.
- [55] T. Crowe. "GaAs Schottky Diodes for THz Mixing Applications". In: *PROCEEDINGS- IEEE* 80.11 (1992), S. 1827. ISSN: 0018-9219.
- [56] T. Crowe u. a. "Opening the terahertz window with integrated diode circuits". In: *IEEE Journal of Solid-State Circuits* 40.10 (2005), S. 2104–2110. ISSN: 0018-9200.
- [57] E. Brown. "A system-level analysis of Schottky diodes for incoherent THz imaging arrays". In: *Solid-state electronics*. 48.10-11 (2004), S. 2051–2053. ISSN: 0038-1101.
- [58] E. Brown u. a. "Advances in schottky rectifier performance". In: *IEEE Microwave Magazine* 8.3 (2007), S. 54–59. ISSN: 1527-3342.
- [59] W. Spicer u. a. "The surface electronic structure of 3-5 compounds and the mechanism of Fermi level pinning by oxygen (passivation) and metals (Schottky barriers)". In: *Surface Science* 86 (Juli 1979), S. 763–788. ISSN: 0039-6028.
- [60] W. E. Spicer u. a. "Unified Mechanism for Schottky-Barrier Formation and III-V Oxide Interface States". In: *Physical Review Letters* 44.6 (Feb. 1980), S. 420.
- [61] G. Snider. *1D Poisson Solver*. <http://www.nd.edu/~gsnider/>. 2010.
- [62] I. Tan u. a. "A self-consistent solution of Schrödinger-Poisson equations using a nonuniform mesh". In: *Journal of Applied Physics* 68.8 (1990), S. 4071. ISSN: 00218979.
- [63] S. Sassen u. a. "Barrier height engineering on GaAs THz Schottky diodes by means of high-low doping, InGaAs- and InGaP-layers". In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 47.1 (Jan. 2000), S. 24–32. ISSN: 00189383.
- [64] V. Shashkin u. a. "Planar Schottky diodes with low barrier height for microwave detector application". In: *2002 23rd International Conference on Microelectronics. Proceedings (Cat. No.02TH8595)*. Nis, Yugoslavia, 2002, S. 335–338.

- [65] K. Kajiyama. "Schottky barrier height of n-In_xGa_{1-x}As diodes". In: *Applied Physics Letters* 23.8 (1973), S. 458. ISSN: 00036951.
- [66] H. H. Wieder. "Surface and interface barriers of In_xGa_{1-x}As binary and ternary alloys". In: *Papers from the 30th Conference on the Physics and Chemistry of Semiconductor Interfaces*. Bd. 21. Salt Lake City, Utah (USA): AVS, 2003, S. 1915–1919.
- [67] W. C. B. Peatman und T. W. Crowe. "Design and fabrication of 0.5 micron GaAs Schottky barrier diodes for low-noise terahertz receiver applications". In: *International Journal of Infrared and Millimeter Waves* 11.3 (1990), S. 355–365. ISSN: 0195-9271.
- [68] W. Bishop u. a. "A Novel Whiskerless Schottky Diode for Millimeter and Submillimeter Wave Application". In: *1987 IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest*. Palo Alto, CA, USA, 1987, S. 607–610.
- [69] A. Simon u. a. "Planar THz Schottky Diode Based on a Quasi Vertical Diode Structure". In: *Proc. 4th Int. Symp. Space Terahertz Techn.* Los Angeles, CA, 1993, S. 392–403.
- [70] A. Grüb u. a. "Future developments for Terahertz Schottky barrier mixer diodes". In: *Archiv für Elektrotechnik* 77.1 (1993), S. 57–59. ISSN: 0003-9039.
- [71] V. Rideout. "A review of the theory and technology for ohmic contacts to group III-V compound semiconductors". In: *Solid State Electronics* 18.6 (1975), S. 541–550. ISSN: 0038-1101.
- [72] H. H. Wieder. "Fermi level and surface barrier of Ga_xIn_{1-x}As alloys". In: *Applied Physics Letters* 38.3 (1981), S. 170. ISSN: 00036951.
- [73] F. Sizov. "THz radiation sensors". In: *Opto-Electronics Review* 18.1 (2009), S. 10–36. ISSN: 1230-3402.
- [74] V. H. Rumsey. *Frequency Independent Antennas*. Electrical Science Series. New York: Academic Press, 1966.
- [75] H. G. Booker. "Slot aeriels and their relation to complementary wire aeriels (Babinet's principle)". In: *Electrical Engineers - Part IIIA: Radiolocation, Journal of the Institution of* 93.4 (1946), S. 620 –626.
- [76] M. Kominami, D. Pozar und D. Schaubert. "Dipole and slot elements and arrays on semi-infinite substrates". In: *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 33.6 (1985), S. 600–607. ISSN: 0096-1973.
- [77] R. DuHamel und F. Ore. "Logarithmically periodic antenna designs". In: *IRE International Convention Record*. New York, NY, USA, 1958, S. 139–151.

- [78] D. Filipovic u. a. "Off-axis properties of silicon and quartz dielectric lens antennas". In: *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 45.5 (1997), S. 760–766. ISSN: 0018926X.
- [79] G. Rebeiz. "Millimeter-wave and terahertz integrated circuit antennas". In: *Proceedings of the IEEE* 80.11 (Nov. 1992), S. 1748–1770. ISSN: 00189219.
- [80] C. Sydlo u. a. "Planar Terahertz Antenna Optimisation". In: *IEEE/ACES International Conference on Wireless Communications and Applied Computational Electromagnetics, 2005*. Honolulu, HI, 2005, S. 878–882.
- [81] J. Dai u. a. "Terahertz time-domain spectroscopy characterization of the far-infrared absorption and index of refraction of high-resistivity, float-zone silicon". In: *Journal of the Optical Society of America B* 21.7 (Juli 2004), S. 1379–1386.
- [82] C. Balanis. *Antenna theory*. 3rd ed. Chichester: Wiley, 2005. ISBN: 978 0 4716 6782 7.
- [83] P. F. Goldsmith. *Quasioptical Systems : Gaussian Beam Quasioptical Propagation and Applications*. New York: Wiley-IEEE Press, 1998. ISBN: 0-7803-3439-6.
- [84] M. van der Vorst. *Integrated Lens antennas for Submillimetre-wave Applications*. Eindhoven, 1999. ISBN: 90-386-1590-6.
- [85] S. E. Schwarz. "Efficiency of quasi-optical couplers". In: *International Journal of Infrared and Millimeter Waves* 5.12 (1984), S. 1517–1525. ISSN: 0195-9271.
- [86] J. Dyson. "The equiangular spiral antenna". In: *IRE Transactions on Antennas and Propagation* 7.2 (1959), S. 181–187. ISSN: 0096-1973.
- [87] D. Filipovic, S. Gearhart und G. Rebeiz. "Double-slot antennas on extended hemispherical and elliptical silicon dielectric lenses". In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 41.10 (Okt. 1993), S. 1738–1749. ISSN: 00189480.
- [88] J. V. Rudd und D. M. Mittleman. "Influence of substrate-lens design in terahertz time-domain spectroscopy". In: *Journal of the Optical Society of America B* 19.2 (Feb. 2002), S. 319–329.
- [89] A. Becker. "Zeitbereichs-Hybridmethoden zur Lösung komplexer transientser elektromagnetischer Feldprobleme". Diss. Bergische Universität Wuppertal, 2006.
- [90] P. U. Jepsen und S. R. Keiding. "Radiation patterns from lens-coupled terahertz antennas". In: *Optics Letters* 20.8 (Apr. 1995), S. 807–809.

- [91] A. Pavacic u. a. "Three-Dimensional Ray-Tracing to Model Internal Reflections in Off-Axis Lens Antennas". In: *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 54.2 (2006), S. 604–612. ISSN: 0018-926X.
- [92] K. Yee. "Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell's equations in isotropic media". In: *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on* 14.3 (Mai 1966), S. 302–307. ISSN: 0018-926X.
- [93] R. Ehmann, B. Wagner und T. Weiland. "Farfield calculations for car antennas at different locations". In: *IEEE Transactions on Magnetics* 33.2 (1997), S. 1508–1511. ISSN: 00189464.
- [94] W. Rusch und P. D. Potter. *Analysis of reflector antennas*. Electrical Science. New York: Academic Press, 1970. ISBN: 9780126034509.
- [95] S. Silver. *Microwave antenna theory and design*. Microwave antenna theory and design 12. New York: McGraw-Hill, 1949.
- [96] T. H. Buttgenbach. "An improved solution for integrated array optics in quasi-optical mm and submm receivers: the hybrid antenna". In: *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on* 41.10 (Okt. 1993), S. 1750–1760. ISSN: 0018-9480.
- [97] A. V. Boriskin u. a. "Small Hemielliptic Dielectric Lens Antenna Analysis in 2-D: Boundary Integral Equations Versus Geometrical and Physical Optics". In: *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 56.2 (2008), S. 485–492. ISSN: 0018-926X.
- [98] M. van der Vorst u. a. "Effect of internal reflections on the radiation properties and input impedance of integrated lens antennas-comparison between theory and measurements". In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 49.6 (2001), S. 1118–1125. ISSN: 00189480.
- [99] A. Gatesman u. a. "An anti-reflection coating for silicon optics at terahertz frequencies". In: *IEEE Microwave and Guided Wave Letters* 10.7 (2000), S. 264–266. ISSN: 10518207.
- [100] C. Brückner u. a. "Broadband antireflective structures applied to high resistive float zone silicon in the THz spectral range". In: *Optics Express* 17.5 (März 2009), S. 3063–3077.
- [101] J. Kröll, J. Darmo und K. Unterrainer. "Metallic wave-impedance matching layers for broadband terahertz optical systems". In: *Optics Express* 15.11 (Mai 2007), S. 6552–6560.
- [102] M. Gaidis u. a. "Characterization of low-noise quasi-optical SIS mixers for the submillimeter band". In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 44.7 (1996), S. 1130–1139. ISSN: 00189480.

- [103] V. Belitsky u. a. "Fourier transform spectrometer studies (300-1000 GHz) of Nb-based quasi-optical SIS detectors". In: *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* 5.3 (Sep. 1995), S. 3445–3451. ISSN: 10518223.
- [104] D. F. Santavica u. a. "A far-infrared Fourier transform spectrometer with an antenna-coupled niobium bolometer". In: *Superconductor Science and Technology* 20.11 (2007), S398–S402. ISSN: 0953-2048.
- [105] D. A. Naylor, R. T. Boreiko und T. A. Clark. "Mylar beam-splitter efficiency in far infrared interferometers: angle of incidence and absorption effects". In: *Applied Optics* 17.7 (Apr. 1978), S. 1055–1058.
- [106] J. Chamberlain u. a. "The spectral transmission at infra-red wave-lengths of michelson interferometers with dielectric film beam-dividers". In: *Infrared Physics* 6.4 (Dez. 1966), S. 195–203. ISSN: 0020-0891.
- [107] E. W. Weisstein. "Millimeter/Submillimeter Fourier Transform Spectroscopy of Jovian Planet Atmospheres". Diss. Pasadena, CA: California Institute of Technology, 1996.
- [108] M. Bowden u. a. "High-frequency phase-modulated interferometer". In: *Optics Communications* 82.3-4 (1991), S. 188 –192. ISSN: 0030-4018.
- [109] E. V. Ukhanov und O. K. Filippov. "Emissivity of globar at 50 - 200 μm ". In: *Journal of Applied Spectroscopy* 10.6 (1969), S. 700–701. ISSN: 0021-9037.
- [110] J. M. Blea u. a. "Optical Properties of Black Polyethylene from 3 to 4000 cm^{-1} ". In: *Journal of the Optical Society of America* 60.5 (Mai 1970), S. 603–606.
- [111] C. Dietlein, Z. Popovic und E. N. Grossman. "Aqueous blackbody calibration source for millimeter-wave/terahertz metrology". In: *Applied Optics* 47.30 (Okt. 2008), S. 5604–5615.
- [112] J. T. Kindt und C. A. Schmuttenmaer. "Far-Infrared Dielectric Properties of Polar Liquids Probed by Femtosecond Terahertz Pulse Spectroscopy†". In: *The Journal of Physical Chemistry* 100.24 (Jan. 1996), S. 10373–10379.
- [113] P. Debye. "Zur Theorie der spezifischen Wärmen". In: *Annalen der Physik* 344.14 (1912), S. 789–839. ISSN: 00033804.
- [114] C. Ronne u. a. "Investigation of the temperature dependence of dielectric relaxation in liquid water by THz reflection spectroscopy and molecular dynamics simulation". In: *The Journal of Chemical Physics* 107.14 (1997), S. 5319. ISSN: 00219606.
- [115] G. Zhao u. a. "A terahertz system using semi-large emitters: noise and performance characteristics". In: *Physics in Medicine and Biology* 47.21 (2002), S. 3699–3704. ISSN: 0031-9155.

- [116] E. R. Brown u. a. "Millimeter and sub-millimeter wave performance of an ErAs:InAlGaAs Schottky diode coupled to a single-turn square spiral". In: *International Journal of High Speed Electronics and Systems* 17.02 (2007), S. 383. ISSN: 0129-1564.
- [117] E. Sharkov. *Passive microwave remote sensing of the Earth : physical foundations*. Berlin ;;New York ;Chichester UK: Springer ;;Praxis Pub., 2003. ISBN: 9783540439462.
- [118] J. L. Hesler und T. W. Crowe. "Responsivity and Noise Measurements of Zero-Bias Schottky Diode Detectors". In: *18th Intl. Symp. Space Terahertz Techn*, 89-92 (2007).
- [119] L. Liu u. a. "A Broadband Quasi-Optical Terahertz Detector Utilizing a Zero Bias Schottky Diode". In: *IEEE Microwave and Wireless Components Letters* (2010). ISSN: 1531-1309.
- [120] V. I. Shashkin u. a. "Millimeter-wave Detectors Based on Antenna-coupled Low-barrier Schottky Diodes". In: *International Journal of Infrared and Millimeter Waves* 28.11 (2007), S. 945-952. ISSN: 0195-9271.
- [121] U. V. Bhapkar, T. A. Brennan und R. J. Matlack. "InGaAs Schottky Barrier Mixer Diodes for Minimum Conversion Loss and Low LO Power Requirements at Terahertz Frequencies". In: *Proc. 2th Int. Symp. Space Terahertz Techn*. 1991, S. 371-388.
- [122] E. R. Brown, F. W. Smith und K. A. McIntosh. "Coherent millimeter-wave generation by heterodyne conversion in low-temperature-grown GaAs photoconductors". In: *Journal of Applied Physics* 73.3 (1993), S. 1480. ISSN: 00218979.
- [123] K. Sakai, Hrsg. *Terahertz Optoelectronics*. Bd. 97. Berlin/Heidelberg: Springer-Verlag, 2005. ISBN: 3-540-20013-4.
- [124] J. Mangeney u. a. "Continuous wave terahertz generation up to 2 THz by photomixing on ion-irradiated In₅₃Ga₄₇As at 1.55 μm wavelengths". In: *Applied Physics Letters* 91.24 (2007), S. 241102. ISSN: 00036951.
- [125] T. Göbel. *Systeme, Verfahren und Komponenten zur hochauflösenden Dauerstrich-Terahertz-Spektroskopie*. Darmstädter Dissertationen D17. Göttingen: Cuvillier Verlag, 2011. ISBN: 978-3-86955-681-9.
- [126] J. Carrol, J. Whiteaway und D. Plumb. *Distributed feedback semiconductor lasers*. Circuits, Devices and Systems Series 10. The Institution of Electrical Engineers, 1998. ISBN: 0 85296 917 1.
- [127] I. Gregory u. a. "Optimization of photomixers and antennas for continuous-wave terahertz emission". In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 41.5 (2005), S. 717-728. ISSN: 0018-9197.

- [128] G. C. Loata. "Investigation of low-temperature-grown GaAs photoconductive antennae for continuous-wave and pulsed terahertz generation". Ph.D. thesis. Frankfurt am Main: Goethe-University, 2007.
- [129] D. C. Look u. a. "Annealing dynamics of molecular-beam epitaxial GaAs grown at 200°C". In: *Journal of Applied Physics* 74.1 (1993), S. 306. ISSN: 00218979.
- [130] M. R. Melloch u. a. "Low-Temperature Grown III-V Materials". In: *Annual Review of Materials Science* 25.1 (1995), S. 547–600. ISSN: 0084-6600.
- [131] M. R. Melloch u. a. "Formation of arsenic precipitates in GaAs buffer layers grown by molecular beam epitaxy at low substrate temperatures". In: *Applied Physics Letters* 57.15 (1990), S. 1531. ISSN: 00036951.
- [132] A. J. Lochtefeld u. a. "The role of point defects and arsenic precipitates in carrier trapping and recombination in low-temperature grown GaAs". In: *Applied Physics Letters* 69.10 (1996), S. 1465. ISSN: 00036951.
- [133] D. C. Look u. a. "Anomalous Hall-effect results in low-temperature molecular-beam-epitaxial GaAs: Hopping in a dense EL2-like band". In: *Physical Review B* 42.6 (1990), S. 3578.
- [134] K. Kato. "Ultrawide-band/high-frequency photodetectors". In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 47.7 (1999), S. 1265–1281. ISSN: 00189480.
- [135] H. Ito u. a. "Continuous THz-wave generation using antenna-integrated uni-travelling-carrier photodiodes". In: *Semiconductor Science and Technology* 20.7 (2005), S191–S198. ISSN: 0268-1242.
- [136] Y. Huo, G. W. Taylor und R. Bansal. "Planar Log-Periodic Antennas on Extended Hemispherical Silicon Lenses for Millimeter/Submillimeter Wave Detection Applications". In: *International Journal of Infrared and Millimeter Waves* 23 (2002). 10.1023/A:1015738932198, S. 819–839. ISSN: 0195-9271.
- [137] Y. Cui. "Untersuchungen der Zuverlässigkeit von LTG-GaAs Photomischern für THz-Anwendungen". Studienarbeit. Darmstadt: TU Darmstadt, 2006.
- [138] E. Voges und K. Petermann. *Optische Kommunikationstechnik*. Springer-Verlag, 2002. ISBN: 3-540-67213-3.
- [139] A. Beling u. a. "Miniaturized waveguide-integrated p-i-n photodetector with 120-GHz bandwidth and high responsivity". In: *IEEE Photonics Technology Letters* 17.10 (2005), S. 2152–2154. ISSN: 1041-1135.

- [140] F. Effenberger und A. Joshi. "Ultrafast, dual-depletion region, InGaAs/InP p-i-n detector". In: *Journal of Lightwave Technology* 14.8 (Aug. 1996), S. 1859–1864. ISSN: 07338724.
- [141] T. Nagatsuma, H. Ito und T. Ishibashi. "High-power RF photodiodes and their applications". In: *Laser & Photonics Reviews* 3.1-2 (2009), 123–137. ISSN: 1863-8899.
- [142] A. W. Jackson u. a. "Reduced thermal conductivity in low-temperature-grown GaAs". In: *Applied Physics Letters* 74.16 (1999), S. 2325. ISSN: 00036951.
- [143] S. Verghese, K. A. McIntosh und E. R. Brown. "Highly tunable fiber-coupled photomixers with coherent terahertz output power". In: *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on* 45.8 (Aug. 1997), S. 1301–1309. ISSN: 0018-9480.
- [144] C. Sun, I. Tan und J. Bowers. "Ultrafast transport dynamics of p-i-n photodetectors under high-power illumination". In: *IEEE Photonics Technology Letters* 10.1 (Jan. 1998), S. 135–137. ISSN: 10411135.
- [145] Y. Huang und C. Sun. "Nonlinear saturation behaviors of high-speed p-i-n photodetectors". In: *Journal of Lightwave Technology* 18.2 (Feb. 2000), S. 203–212. ISSN: 07338724.
- [146] S. Verghese u. a. "Generation and detection of coherent terahertz waves using two photomixers". In: *Applied Physics Letters* 73.26 (1998), S. 3824. ISSN: 00036951.
- [147] R. Mendis u. a. "Coherent generation and detection of continuous THz waves using two photomixers driven by laser diodes". In: *Infrared and Millimeter Waves, Conference Digest of the 2004 Joint 29th International Conference on 2004 and 12th International Conference on Terahertz Electronics, 2004*. Karlsruhe, Germany, 2004, S. 201–202.
- [148] I. Bronstein u. a. *Taschenbuch der Mathematik*. 5. Frankfurt am Main: Verlag Harri Deutsch, 2001. ISBN: 3-8171-2005-2.
- [149] K. Siebert. "Optoelektronische Erzeugung und Detektion kohärenter Dauerstrich-THz-Strahlung für bildgebende Anwendungen". Diss. Frankfurt am Main: Johan Wolfgang Goethe-Universität, 2002.
- [150] Q. Wu und X. Zhang. "Ultrafast electro-optic field sensors". In: *Applied Physics Letters* 68.12 (1996), S. 1604. ISSN: 00036951.
- [151] M. Nagai u. a. "Generation and detection of terahertz radiation by electro-optical process in GaAs using 1.56 μm fiber laser pulses". In: *Applied Physics Letters* 85.18 (2004), S. 3974. ISSN: 00036951.

- [152] P. C. M. Planken u. a. "Measurement and calculation of the orientation dependence of terahertz pulse detection in ZnTe". In: *Journal of the Optical Society of America B* 18.3 (März 2001), S. 313–317.
- [153] Y. Cai u. a. "Coherent terahertz radiation detection: Direct comparison between free-space electro-optic sampling and antenna detection". In: *Applied Physics Letters* 73.4 (1998), S. 444. ISSN: 00036951.
- [154] A. Nahata, J. T. Yardley und T. F. Heinz. "Free-space electro-optic detection of continuous-wave terahertz radiation". In: *Applied Physics Letters* 75.17 (1999), S. 2524. ISSN: 00036951.
- [155] H. Cao und A. Nahata. "Electro-optic detection of continuous-wave mid-infrared radiation". In: *Optics Letters* 27.20 (Okt. 2002), S. 1779–1781.
- [156] D. T. F. Marple. "Refractive Index of GaAs". In: *Journal of Applied Physics* 35.4 (1964), S. 1241. ISSN: 00218979.
- [157] W. J. Moore und R. T. Holm. "Infrared dielectric constant of gallium arsenide". In: *Journal of Applied Physics* 80.12 (1996), S. 6939. ISSN: 00218979.
- [158] M. Naftaly und R. Miles. "Terahertz time-domain spectroscopy: A new tool for the study of glasses in the far infrared". In: *Journal of Non-Crystalline Solids* 351.40–42 (Okt. 2005), S. 3341–3346. ISSN: 0022-3093.
- [159] J. R. Birch, J. D. Dromey und J. Lesurf. "The optical constants of some common low-loss polymers between 4 and 40 cm⁻¹". In: *Infrared Physics* 21.4 (Juli 1981), S. 225–228. ISSN: 0020-0891.
- [160] A. Yariv. *Quantum Electronics*. John Wiley & Sons, 1989. ISBN: 0471609978.
- [161] K. Ho. *Phase Modulated Optical Communication Systems*. Springer, 2005. ISBN: 0387243925.
- [162] D. H. Auston. "Picosecond optoelectronic switching and gating in silicon". In: *Applied Physics Letters* 26.3 (1975), S. 101–103. ISSN: 10773118.
- [163] H. C. Lee. "Picosecond optoelectronic switching in GaAs". In: *Applied Physics Letters* 30.2 (1977), S. 84–86. ISSN: 10773118.
- [164] A. Krotkus, R. Adomavicius und V. L. Malevich. "Terahertz Emission from Semiconductor Excited by Ultrafast Laser Pulses". In: *Terahertz Frequency Detection and Identification of Materials and Objects*. NATO Science for Peace and Security Series B: Physics and Biophysics. 2007, S. 364. ISBN: 978-1-4020-6502-6.

- [165] T. Löffler u. a. "Comparative performance of terahertz emitters in amplifier-laser-based systems". In: *Semiconductor Science and Technology* 20.7 (2005), S134.
- [166] G. C. Loata u. a. "Radiation field screening in photoconductive antennae studied via pulsed terahertz emission spectroscopy". In: *Applied Physics Letters* 91.23 (Dez. 2007), ISSN: 10773118.
- [167] P. U. Jepsen, R. H. Jacobsen und S. R. Keiding. "Generation and detection of terahertz pulses from biased semiconductor antennas". In: *Journal of the Optical Society of America B* 13.11 (Nov. 1996), S. 2424–2436.
- [168] D. H. Auston, K. P. Cheung und P. R. Smith. "Picosecond photoconducting Hertzian dipoles". In: *Applied Physics Letters* 45.3 (1984), S. 284. ISSN: 00036951.
- [169] S. Winnerl u. a. "Generation and Detection of THz Radiation With Scalable Antennas Based on GaAs Substrates With Different Carrier Lifetimes". In: *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of* 14.2 (Apr. 2008), S. 449–457. ISSN: 1077-260X.
- [170] M. Stone u. a. "Electrical and Radiation Characteristics of Semilarge Photoconductive Terahertz Emitters". In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 52.10 (2004), S. 2420–2429. ISSN: 0018-9480.
- [171] T. Liu, M. Tani und L. Pan. "THz radiation emission properties of multienergy arsenic-ion-implanted GaAs and semi-insulating GaAs based photoconductive antennas". In: *Journal of Applied Physics* 93.5 (2003), S. 2996–3001. ISSN: 10897550.
- [172] M. Tani u. a. "Emission characteristics of photoconductive antennas based on low-temperature-grown GaAs and semi-insulating GaAs". In: *Applied Optics* 36.30 (Okt. 1997), S. 7853–7859.
- [173] B. Salem u. a. "Pulsed photoconductive antenna terahertz sources made on ion-implanted GaAs substrates". In: *Journal of Physics: Condensed Matter* 17.46 (2005), S. 7327.
- [174] H. Ito, T. Furuta und T. Ishibashi. "Minority electron lifetimes in heavily doped p-type GaAs grown by molecular beam epitaxy". In: *Applied Physics Letters* 58.25 (1991), S. 2936. ISSN: 00036951.
- [175] A. Reklaitis. "Comparison of efficiencies of GaAs-based pulsed terahertz emitters". In: *Journal of Applied Physics* 101.11 (2007), S. 116104. ISSN: 00218979.

- [176] J. Coutaz u. a. "Be-doped low-temperature grown GaAs for ultrafast optoelectronic devices and applications". In: *2000 International Semiconducting and Insulating Materials Conference. SIMC-XI (Cat. No.00CH37046)*. Canberra, ACT, Australia, 2000, S. 89–96.
- [177] K. Liu u. a. "Terahertz radiation from n-type GaAs with Be-doped low-temperature-grown GaAs surface layers". In: *Journal of Applied Physics* 94.5 (2003), S. 3651. ISSN: 00218979.
- [178] D. Krökel, D. Grischkowsky und M. B. Ketchen. "Subpicosecond electrical pulse generation using photoconductive switches with long carrier lifetimes". In: *Applied Physics Letters* 54.11 (1989), S. 1046. ISSN: 00036951.
- [179] N. Katzenellenbogen und D. Grischkowsky. "Efficient generation of 380 fs pulses of THz radiation by ultrafast laser pulse excitation of a biased metal-semiconductor interface". In: *Applied Physics Letters* 58.3 (1991), S. 222. ISSN: 00036951.
- [180] E. Sano und T. Shibata. "Mechanism of subpicosecond electrical pulse generation by asymmetric excitation". In: *Applied Physics Letters* 55.26 (1989), S. 2748. ISSN: 00036951.
- [181] S. E. Ralph und D. Grischkowsky. "Trap-enhanced electric fields in semi-insulators: The role of electrical and optical carrier injection". In: *Applied Physics Letters* 59.16 (1991), S. 1972. ISSN: 00036951.

- [182] R. Kunkel, A. Beling, H.-G. Bach, G. G. Mekonnen, D. Schmidt, C. Sydlo, D. Schoenherr, M. Feiginov, H. L. Hartnagel und P. Meissner. "Monolithic Integration of a Waveguide-Integrated p-i-n-Photodiode and a Planar Antenna for THz Applications". In: *Optical Terahertz Science and Technology* (2007), TuC5.
- [183] T. Goebel, D. Schoenherr, C. Sydlo, M. Feiginov, P. Meissner und H. L. Hartnagel. "Resonant Metal Gratings for THz Material Characterization". In: *Proc. 32th Int Infrared Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz) Conf.* 2007.
- [184] T. Goebel, D. Schoenherr, M. Feiginov, P. Meissner und H. Hartnagel. "THz grating sensors for investigation of thin dielectric layers". In: *Lasers and Electro-Optics, 2007 and the International Quantum Electronics Conference. CLEOE-IQEC 2007. European Conference on* (Juni 2007), S. 1–1. doi: 10.1109/CLEOE-IQEC.2007.4386396.
- [185] D. Schoenherr, C. Sydlo, T. Goebel, M. Feiginov, H. L. Hartnagel, P. Meissner, H. G. Bach, R. Kunkel, G. Mekonnen und R. Zhang. "Characterization of THz emitter based on a high speed p-i-n photodiode". In: *Proc. 32th Int Infrared Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz) Conf.* 2007.
- [186] M. Köberle, T. Göbel, D. Schönherr, S. Müller, R. Jakoby, P. Meissner und H.-L. Hartnagel. "Material Characterization of Liquid Crystals at THz-Frequencies using a Free Space Measurement Setup". In: *Proc. German Microwave Conference.* 2008.
- [187] T. Goebel, D. Schoenherr, C. Sydlo, O. Cojocari, A. Deninger, P. Meissner und H. L. Hartnagel. "Fast Continuous-Wave THz Spectrometer". In: *Proc. Microwave Technology and Techniques Workshop MWWT.* 2008.
- [188] A. J. Deninger, T. Göbel, D. Schönherr, T. Kinder, A. Roggenbuck, M. Köberle, F. Lison, T. Müller-Wirts und P. Meissner. "Precisely tunable continuous-wave terahertz source with interferometric frequency control". In: *Review of Scientific Instruments* 79.4, 044702 (2008), S. 044702. doi: 10.1063/1.2905033.

- [189] A. J. Deninger, T. Göbel, D. Schönherr, A. Roggenbuck, F. Lison und P. Meissner. "Tunable CW THz Source with High-Precision Frequency Control". In: *Infrared, Millimeter and Terahertz Waves, 2008. IRMMW-THz 2008. 33rd International Conference on*. 2008. DOI: 10.1109/ICIMW.2008.4665483.
- [190] T. Gobel, D. Schoenherr, C. Sydlo, M. Feiginov, P. Meissner und H. Hartnagel. "Continuous-wave terahertz system with electro-optical terahertz phase control". In: *Electronics Letters* 44.14 (März 2008), S. 863–864. ISSN: 0013-5194. DOI: 10.1049/el:20081360.
- [191] T. Gobel, D. Schoenherr, C. Sydlo, M. Feiginov, P. Meissner und H. Hartnagel. "Direct phase detection in continuous-wave photomixing THz systems". In: *IEEE Lasers and Electro-Optics Society, 2008. LEOS 2008. 21st Annual Meeting of the* (Nov. 2008), S. 222–223. DOI: 10.1109/LEOS.2008.4688569.
- [192] T. Göbel, D. Schoenherr, C. Sydlo, A. Roggenbuck, A. Deninger, P. Meissner und H. Hartnagel. "Tunable Fabry-Perot THz filter with sub-wavelength grating mirrors". In: *SPIE Photonics Europe*. 2008.
- [193] T. Göbel, D. Schönherr, P. Meißner, H. L. Hartnagel, A. R. amd Francois-Xavier Laroche und A. Deninger. "Extern stabilisierte DFB-Laser zur hochauflösenden Dauerstrich-Terahertz-Spektroskopie". In: *tm - Technisches Messen* 75.12 (2008), S. 623–630. DOI: 10.1524/teme.2008.0901.
- [194] T. Göbel, D. Schönherr, C. Sydlo, M. Feiginov, P. Meissner, H. Hartnagel, A. Roggenbuck und A. Denigner. "Externally Stabilized DFB Lasers for High Resolution CW THz Spectroscopy". In: *Proc. SENSOR + TEST, 8th Int. conf. on Optical Technologies for Sensing and Measurement*. 2008.
- [195] S. Hargreaves, L. Bignell, R. Lewis, D. Schoenherr, M. Saglam und H. Hartnagel. "Investigation of THz Emission by p-GaAsSb". In: *214th ECS Meeting - Honolulu*. 2008.
- [196] S. Hargreaves, L. J. Bignell, R. A. Lewis, D. Schoenherr, M. Sağlam und H. L. Hartnagel. "Investigation of p-GaAsSb as a THz Emitter". In: *Journal of The Electrochemical Society* 155.10 (2008), H734–H737. DOI: 10.1149/1.2961065.
- [197] H. L. Hartnagel, L. P. Schmidt, B. Nicolae, I. Oprea, D. Schönherr, D. S. Ong, J. Schür und M. Rufz. "Heterostructure Equivalence of Step-Recovery Diodes for Ballistic and Diffusive Electron Resonance - A New Concept for THz Signal Generation". In: *Proc. 33th Int Infrared Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz) Conf*. 2008.

- [198] H. Karstensen, J. Fuchs, R. Haerro, E. Sorolla, M. Mattes, H. L. Hartnagel, B. Nicolae, D. Schönherr und D. Raboso. "High Power SMA Connectors". In: *Proc. Mulcopim*. 2008.
- [199] D. Schoenherr, O. Cojocari, C. Sydlo, T. Goebel, M. Feiginov, H. Hartnagel und P. Meissner. "Optical Mixing in THz Schottky Diodes". In: *Proc. 33th Int Infrared Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz) Conf.* 2008.
- [200] D. Schoenherr, O. Cojocari, C. Sydlo, T. Goebel, H. L. Hartnagel und P. Meissner. "Broadband Schottky Diode Based THz Detector". In: *Proc. of WOCSDICE*. 2008.
- [201] D. Schoenherr, H. L. Hartnagel, S. Hargreaves, R. A. Lewis und M. Henini. "Time-domain THz spectroscopy using acceptor-doped GaAs photoconductive emitters". In: *Semiconductor Science and Technology* 23.10 (2008), S. 105012.
- [202] C. Sydlo, O. Cojocari, D. Schoenherr, T. Goebel, P. Meissner und H. Hartnagel. "Fast THz detectors based on InGaAs Schottky Diodes". In: *Frequenz* 62 (2008), S. 107–110.
- [203] C. Sydlo, O. Cojocari, D. Schönherr, T. Göbel, S. Jatta, H. L. Hartnagel und P. Meissner. "Ultrawideband THz detector based on a zero bias Schottky diode". In: *19th International Symposium on Space Terahertz Technology*. 2008.
- [204] T. Gobel, D. Schoenherr, C. Sydlo, M. Feiginov, P. Meissner und H. Hartnagel. "Single-sampling-point coherent detection in continuous-wave photomixing terahertz systems". In: *Electronics Letters* 45.1 (Jan. 2009), S. 65–66. ISSN: 0013-5194. DOI: 10.1049/el:20093086.
- [205] T. Gobel, D. Schoenherr, C. Sydlo, M. Feiginov, P. Meissner und H. L. Hartnagel. "Continuous-wave single-sampling-point characterisation of optoelectronic on-chip terahertz transceiver". In: *Electronics Letters* 45.23 (Nov. 2009), S. 1171–1172. DOI: 10.1049/el.2009.2325.
- [206] T. Gobel, D. Schoenherr, C. Sydlo, M. Feiginov, P. Meissner und H. L. Hartnagel. "Fiber-coupled on-chip THz transceiver". In: *Proc. 34th Int Infrared Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz) Conf.* Sep. 2009, S. 1–2. DOI: 10.1109/ICIMW.2009.5325664.
- [207] D. Schönherr, C. Sydlo, O. Cojocari, T. Göbel, H. L. Hartnagel und P. Meissner. "Detection of Thermal Radiation at THz Frequencies". In: *Proc. of WOCSDICE*. 2009.

- [208] T. Gobel, D. Schoenherr, C. Sydlo, M. Feiginov, P. Meissner und H. L. Hartnagel. "Phase stability considerations in coherent CW THz photo-mixing systems". In: *Proc. 35th Int Infrared Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz) Conf.* 2010. DOI: 10.1109/ICIMW.2010.5612453.
- [209] D. Schoenherr, C. Bleasdale, T. Goebel, C. Sydlo, H. L. Hartnagel, R. Lewis und P. Meissner. "Extremely broadband characterization of a Schottky diode based THz detector". In: *Proc. 35th Int Infrared Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz) Conf.* 2010, S. 1–2. DOI: 10.1109/ICIMW.2010.5613008.
- [210] D. Schönherr und H. L. Hartnagel. "Passive Intermodulation in Multi-carrier Case". In: *Proc. of WOCSDICE.* 2010.
- [211] D. Schoenherr, C. Sydlo, H. L. Hartnagel und P. Meissner. "Electro-optic detection of continuous wave THz radiation". In: *Proc. of WOCSDICE.* 2011, S. 35–36.
- [212] H. Karstensen, D. R. J. Fuchs, E. Sorolla, D. Schönherr, M. Mattes und H. L. Hartnagel. "Power Sub-Miniature (PSM) Connectors for Space Applications". In: *Proc. Mulcopim.* 2011.
- [213] J. Montero-de-Paz, E. Ugarte-Munoz, L. E. Garcia-Munoz, D. Segovia-Vargas, D. Schoenherr, I. Oprea, A. Amrhein, O. Cojocari und H. L. Hartnagel. "Millimeter-wave receiver based on a folded dipole antenna and Schottky diode for maximum power transfer". In: *Antennas and Propagation (EUCAP), 2012 6th European Conference on.* März 2012, S. 1259–1262. DOI: 10.1109/EuCAP.2012.6206286.

Lebenslauf

Der Lebenslauf ist in der Online-Version aus Gründen des Datenschutzes nicht enthalten.